



# Etude de l'influence d'une onde sur les échelles de turbulence : Application à la houle

Frédéric Murzyn

## ► To cite this version:

Frédéric Murzyn. Etude de l'influence d'une onde sur les échelles de turbulence : Application à la houle. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Caen, 2002. Français. NNT : . tel-00010459

**HAL Id: tel-00010459**

**<https://theses.hal.science/tel-00010459>**

Submitted on 6 Oct 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



N° : | \_ | \_ | \_ | \_ | \_ | \_ | \_ | \_ | \_ |

Université de Caen - Basse-Normandie  
**U.F.R. Sciences**



ÉCOLE DOCTORALE S.I.M.E.M

## **Thèse**

présentée par

**Frédéric MURZYN**

et soutenue le 10 Mai 2002

en vue de l'obtention du

**Doctorat de l'Université de Caen**

Spécialité : Mécanique des Milieux Fluides

(Arrêté du 30 mars 1992)

## **Titre :**

**Étude de l'influence d'une onde sur les  
échelles de turbulence : Application à la houle**

### **Jury**

MM. M. BÉLORGEY	Professeur, Université de Caen	<b>Directeur de thèse</b>
D. LEVACHER	Professeur, Université de Caen	
A. MERLEN	Professeur, Université de Lille	<b>Rapporteur</b>
K.D. NGUYEN	Professeur, Université de Caen	<b>Président</b>
P. PARANTHÖEN	Directeur de Recherches CNRS, CORIA, Rouen	<b>Rapporteur</b>
H. PEERHOSSAÏNI	Professeur, École Polytechnique de l'Université de Nantes	



Laboratoire d'accueil  
UMR 6143 CNRS - UCBN  
"Morphodynamique Continentale et Côtière"  
*Groupe Mécanique des Fluides*



---

# REMERCIEMENTS

Cette thèse est le fruit de trois années et demi de travail qui n'auraient pu être menées à terme sans la contribution de nombreuses personnes. Je tiens donc à remercier particulièrement :

Monsieur Michel Bélorgey pour m'avoir accueilli dans son laboratoire dès mon stage de maîtrise, puis en DEA et enfin d'avoir accepté de diriger cette thèse. C'est également grâce à lui que j'ai pu prendre part à une mission en bateau dans le Golfe de Finlande organisée par le Finnish Institute for Marine Research d'Helsinki et ainsi m'initier aux campagnes de mesures in situ.

Monsieur Pierre Paranthöen pour m'avoir fait l'honneur de faire partie du jury et d'être rapporteur. Nos discussions ont fortement contribué à l'amélioration de ce travail. Sa pédagogie et sa passion communicative de la mécanique des fluides m'ont fortement marqué depuis le DEA d'énergétique suivi au CORIA à Rouen.

Monsieur Alain Merlen pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse. Ses remarques m'ont permis d'éclaircir et d'approfondir mes connaissances sur la turbulence.

Monsieur Kim Dan Nguyen pour avoir présidé ce jury. Il a aussi éveillé en moi des idées pour explorer davantage le problème posé mais aussi pour l'aborder selon d'autres points de vue.

Monsieur Daniel Levacher pour avoir accepté d'être membre du jury. Son analyse méticuleuse du rapport, ses remarques et ses nombreux commentaires ont permis d'en faciliter la lecture et la compréhension.

Monsieur Hassan Peerhossaini qui m'a honoré par sa présence. Son regard extérieur sur cette étude a permis de soulever de nombreuses pistes à explorer pour des travaux futurs.

Christophe Chevalier, le « canari nantais » qui a du me supporter pendant mes stages de maîtrise et de DEA. J'espère ne pas lui avoir rendu la vie trop compliquée. En revanche, les « manips » à ses côtés m'ont beaucoup appris et ont été une expérience plus qu'enrichissante. Merci à toi.

Tous les thésards ou enseignants du laboratoire que j'ai pu côtoyer et qui m'ont chacun apporter un peu de leur passion, de leur patience et de leur bonne humeur. Merci donc à Nathalie, Sophie, Alexandre, Christophe, Denis, Dominique, Hassan, Jean-Marc, Mohammad, Mohamed et Rafik. Et tous ceux qui ont fait un stage au laboratoire et avec lesquels le travail en équipe a pris toute sa valeur. Merci donc à Hanane, Tanja, Cédric, Christophe, Guillaume, Lars, Niels, Peter et Romain.

Monsieur Christian Tanguy de la société DANTEC pour toute l'aide et les nombreux conseils qu'il nous a apportés concernant la Vélocimétrie Laser. Sa disponibilité sans limite a été plus qu'appréciée. Un grand merci lui est donc adressé.

L'ensemble des personnes du Centre de Géomorphologie de Caen. Plus spécialement, je tiens à adresser mes plus sincères remerciements à Franck Lelong et Alain Pupin, techniciens au centre sans l'aide desquels la construction du canal n'aurait pu se faire, à Valérie Soulié pour sa bonne humeur quotidienne, à Dominique Marie pour la reprographie de ce document et puis à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement heureux de cette thèse.

Ma maman, témoin quotidien et soutien exceptionnel depuis toujours sans laquelle je n'aurais certainement jamais pu tenir « ma promesse », ma famille, mes proches et mes amis qui n'ont eu cesse de m'encourager.

---

Ce travail est surtout pour moi le meilleur moyen de rendre hommage à mon papa qui aura toujours tout fait pour que je puisse mener à bien un projet commun que nous avions, mes parents et moi, et qui a pris forme au fur et à mesure que les années passaient. La promesse faite est désormais devenue réalité et ce vendredi 10 mai 2002 restera à jamais comme le jour où l'émotion prit le pas sur le soulagement.

Mes pensées vont également à ma marraine, Monique, et à ma grand mère, Agnès, qui sont pour moi deux exemples de courage, de volonté et de générosité.

---

# TABLES DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS.....	3
TABLE DES MATIÈRES .....	5
NOTATIONS ET SYMBOLES.....	11
INTRODUCTION .....	13
CHAPITRE 1	
POSITION DU PROBLÈME .....	15
INTRODUCTION .....	16
1.1. CADRE GÉNÉRAL DE NOTRE ÉTUDE.....	17
1.1.1. INTRODUCTION .....	17
1.1.2. CADRE DE L'ÉTUDE.....	19
1.1.2.1. Approche liée à la contrainte de cisaillement.....	19
* 1.1.2.2. Concept de l'interaction entre la turbulence et les particules .....	21
1.2. APPROCHE THÉORIQUE ET MODÉLISATION .....	23
1.2.1. ÉQUATIONS DE NAVIER STOKES.....	23
1.2.2. MÉTHODES DE QUANTIFICATION DE LA TURBULENCE.....	24
1.2.2.1. Décomposition de Reynolds.....	24
1.2.2.2. Approche par la mesure des coefficients de corrélation .....	27
1.2.2.3. Méthode spectrale.....	27
1.2.2.4. Méthode par phase.....	28
1.2.2.5. Choix de la méthode.....	28
1.2.3. LES ÉCHELLES DE TURBULENCE.....	28
1.2.3.1. Définitions .....	28
1.2.3.2. Méthodes de détermination .....	31
1.2.3.3. Intérêts de ces échelles .....	34

1.3. APPROCHE EXPÉRIMENTALE EN TURBULENCE DE GRILLE.....	34
1.3.1. GÉNÉRATION D'UN ÉCOULEMENT TURBULENT EN LABORATOIRE : LA TURBULENCE DE GRILLE .....	35
1.3.2. PROPRIÉTÉS DE LA TURBULENCE DE GRILLE .....	37
1.3.2.1. Homogénéité, axisymétrie et isotropie .....	37
1.3.2.2. Hypothèse de Taylor ou turbulence « gelée ».....	37
1.3.3. PARTICULARITÉS DE NOTRE ÉTUDE.....	38
1.4. PROCESSUS PHYSIQUES DE L'INTERACTION TURBULENCE/PARTICULES.....	38
1.4.1. ÉCOULEMENTS PERMANENTS (OU STATIONNAIRES) AVEC OU SANS SURFACE LIBRE .....	40
1.4.1.1. Introduction .....	40
1.4.1.2. Structure de la turbulence et rôle de la surface libre.....	41
1.4.1.3. Synthèse .....	46
1.4.2. ÉCOULEMENTS PÉRIODIQUES À SURFACE LIBRE : CAS DE LA HOULE.....	47
1.4.2.1. Introduction .....	47
1.4.2.2. Zones d'études et influence de la turbulence .....	47
1.4.2.3. Synthèse .....	50
1.4.3. SUPERPOSITION DE LA HOULE ET DU COURANT.....	51
1.4.3.1. Introduction .....	51
1.4.3.2. Nécessité de l'expérimentation pour l'étude de l'interaction houle/courant .....	53
1.4.3.3. Synthèse .....	55
1.5. CONCLUSIONS.....	55
CHAPITRE 2	
DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL, ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNÉES.....	57
2.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.....	59
2.1.1. LE CANAL À HOULE ET/OU COURANT .....	59
2.1.2. LE BATTEUR À HOULE .....	60
2.1.3. LA POMPE ET LE VARIATEUR .....	61
2.1.4. CONFIGURATIONS D'UTILISATION .....	61
2.1.5. DISPOSITIFS ANNEXES.....	62
2.1.6. LA GRILLE.....	63
2.1.7. LA PLAGE D'AMORTISSEMENT .....	64
2.1.8. CONDITIONS D'UTILISATION ET REPÈRE.....	65
2.2. INSTRUMENTATION .....	66
2.2.1. LES SONDES RÉSISTIVES .....	66
2.2.1.1. Principe.....	66



2.2.1.2. Etalonnage.....	67
2.2.1.3. Spectres de houle.....	68
2.2.2. VÉLOCIMÉTRIE DOPPLER LASER.....	68
2.2.2.1. Particularité de la houle.....	68
2.2.2.2. Caractérisations des lasers.....	69
2.2.2.3. Principe de la Vélocimétrie Doppler Laser.....	71
2.2.2.4. Caractéristiques de notre système.....	73
2.2.2.5. Table de déplacement.....	76
2.2.2.6. Dispositif de mesure des corrélations.....	76
2.2.2.7. Avantages de la vélocimétrie laser.....	78
2.2.2.8. Visualisations.....	78
2.3. ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNÉES.....	79
2.3.1. ACQUISITION DES DONNÉES.....	79
2.3.1.1. Introduction.....	79
2.3.1.2. Courant continu.....	80
2.3.1.3. Superposition de la houle et du courant.....	82
2.3.2. TRAITEMENT DES DONNÉES : OBTENTION DES VITESSES MOYENNES.....	84
2.3.2.1. En courant continu.....	84
2.3.2.2. En écoulement de houle et courant superposés.....	85
2.3.3. TRAITEMENT DES DONNÉES : OBTENTION DES FLUCTUATIONS ET DES ÉCARTS TYPES DES VITESSES.....	85
2.3.3.1. En courant continu.....	86
2.3.3.2. En écoulement de houle et courant superposés.....	87
2.3.4. EXPLOITATION DES CALCULS.....	87
2.4. SYNTHÈSE.....	87
CHAPITRE 3	
ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT PERMANENT.....	89
3.1. ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT NON PERTURBÉ.....	91
3.1.1. VITESSE MOYENNE.....	91
3.1.1.1. Composante horizontale.....	91
3.1.1.2. Composante verticale.....	92
3.1.2. INTENSITÉ LONGITUDINALE DE TURBULENCE.....	93
3.1.3. COUCHES LIMITES À LA PAROI.....	94
3.1.3.1. Profil de couche limite à la paroi vitrée.....	94
3.1.3.2. Caractéristiques de la couche limite.....	96
3.1.4. EMBLACEMENT DE LA GRILLE ET CARACTÉRISATION D'UNE ZONE CENTRALE.....	99

3.2. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT À L'AVAL DE LA GRILLE : CHAMP MOYEN.....	100
3.2.1. PROFILS HORIZONTAUX DES VITESSES MOYENNES .....	101
3.2.2. PROFILS VERTICAUX DES VITESSES MOYENNES.....	102
3.2.3. PROFILS TRANSVERSAUX DES VITESSES MOYENNES.....	103
3.2.4. ZONE D'ÉTUDE DU CHAMP MOYEN.....	104
3.3. CARACTÉRISATION DE L'ÉCOULEMENT À L'AVAL DE LA GRILLE : CHAMP TURBULENT ...	104
3.3.1. HOMOGÉNÉITÉ.....	105
3.3.1.1. Profils longitudinaux de l'intensité de turbulence .....	105
3.3.1.2. Profils verticaux de l'intensité de turbulence .....	106
3.3.1.3. Profils transversaux de l'intensité de turbulence .....	107
3.3.1.4. Homogénéité du champ turbulent.....	108
3.3.2. ISOTROPIE.....	108
3.4. DÉTERMINATION DES ÉCHELLES DE TURBULENCE.....	109
3.4.1. ÉNERGIE CINÉTIQUE DE TURBULENCE.....	110
3.4.2. DISSIPATION DE L'ÉNERGIE CINÉTIQUE DE TURBULENCE.....	111
3.4.3. ÉCHELLES DE TURBULENCE .....	112
3.4.3.1. Macro échelle spatiale .....	112
3.4.3.2. Macro échelle temporelle .....	115
3.4.3.3. Micro échelle spatiale.....	117
3.4.3.4. Micro échelle temporelle.....	122
3.4.3.5. Les échelles de Kolmogorov .....	123
3.4.4. CONCLUSIONS.....	125
3.5. SYNTHÈSE DES RESULTATS.....	126
CHAPITRE 4	
ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT HOULE + COURANT.....	129
4.1. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT DE HOULE .....	131
4.1.1. PROFILS DE SURFACE LIBRE .....	131
4.1.2. PROFILS DE VITESSE.....	133
4.1.2.1. Composante horizontale de la vitesse.....	133
4.1.2.2. Composante verticale de la vitesse.....	134
4.1.2.3. Conclusions et synthèse des conditions de houle retenues .....	135
4.2. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT DE HOULE ET COURANT SUPERPOSÉS .....	136
4.2.1. PROFILS DE SURFACE LIBRE .....	136



4.2.2. PROFILS DE VITESSES .....	138
4.2.2.1. Composante horizontale .....	138
4.2.2.2. Composante verticale .....	138
4.2.3. SYNTHÈSE : CHOIX DES ÉCOULEMENTS DE HOULE ET COURANT.....	139
4.3. TECHNIQUE DE MESURE DES ÉCHELLES DE TURBULENCE PAR CORRÉLATION.....	140
4.3.1. DISPOSITION DU SYSTÈME DE MESURE DES CORRÉLATIONS .....	140
4.3.2. TECHNIQUE DE MESURE ET MÉTHODOLOGIE .....	140
4.3.2.1. Fréquence d'acquisition et temps de coïncidence.....	140
4.3.2.2. Durée de l'acquisition et recalage temporel des données .....	141
4.3.2.3. Pas de mesure .....	143
4.3.3. VALIDATION DE LA TECHNIQUE : APPLICATION À L'ÉCOULEMENT PERMANENT .....	143
4.4. DÉTERMINATION DES ÉCHELLES DE TURBULENCE.....	146
4.4.1. MESURE DES FLUCTUATIONS DE VITESSE DANS LA HOULE.....	146
4.4.2. PRINCIPE DE LA MÉTHODE DE CALCUL DU COEFFICIENT DE CORRÉLATION .....	148
4.4.3. ANALYSE COMPARATIVE DES VALEURS DE R.....	151
4.4.4. ÉVOLUTION DES ÉCHELLES INTÉGRALES DE TURBULENCE.....	153
4.4.4.1. Influence de la période de la houle.....	153
4.4.4.2. Influence de la hauteur de la houle.....	155
4.4.4.3. Influence de la vitesse du courant.....	157
4.4.5. ANALYSE DE L'INFLUENCE DES PARAMÈTRES DE L'ÉCOULEMENT .....	158
4.4.5.1. Rôle de la période de la houle .....	159
4.4.5.2. Rôle de la hauteur de la houle .....	161
4.4.5.3. Rôle de la vitesse du courant .....	163
4.4.6. MODÉLISATION DE L'ÉVOLUTION DE L'ÉCHELLE INTÉGRALE.....	165
4.4.6.1. Synthèse des résultats.....	165
4.4.6.2. Equation d'évolution de l'échelle intégrale.....	166
4.4.7. ANALYSE DES RÉSULTATS.....	167
4.4.7.1. Echelle intégrale et accélération .....	167
4.4.7.2. Double périodicité en écoulement de houle + courant .....	168
4.4.8. DÉTERMINATION DE LA MICRO ÉCHELLE DE TAYLOR .....	169
4.4.8.1. Structure de la corrélation pour de faibles séparations .....	169
4.4.8.2. Evolution de la micro échelle de Taylor.....	170
4.4.8.3. Rôle de la hauteur de la houle .....	173
4.4.8.4. Rôle de la période de la houle .....	174
4.4.8.5. Conclusions.....	175
4.5. SYNTHÈSE.....	176
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	178

---

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	183
ANNEXE 1 RAPPELS SUR LA THÉORIE DE STOKES (1 <sup>ER</sup> ET 2 <sup>ND</sup> ORDRE).....	190
ANNEXE 2 VISUALISATIONS DES ÉCOULEMENTS.....	196

# NOTATIONS ET SYMBOLES

$a, b, c$	Exposant de la loi de décroissance de $R(r)$	$[-]$
$d$	Profondeur d'eau au repos	$[L]$
$d_b$	Diamètre des barreaux de la grille	$[L]$
$d_m$	Diamètre du volume de mesure	$[L]$
$f$	Fréquence	$[T^{-1}]$
$g$	Accélération de la gravité	$[L.T^{-2}]$
$h_c$	Hauteur de la veine d'essais	$[L]$
$H$	Hauteur de la houle	$[L]$
$H_f$	Facteur de forme	$[-]$
$l_c$	Largeur de la veine d'essais	$[L]$
$L_c$	Longueur de la veine d'essais	$[L]$
$L_f$	Macro échelle ou échelle intégrale de turbulence	$[L]$
$L$	Longueur d'onde de la houle	$[L]$
$M$	Maille de la grille	$[L]$
$n$	Nombre de phase de houle	$[-]$
$N_e$	Nombre d'échantillons	$[-]$
$O$	Origine du repère	$[-]$
$P$	Pression	$[M.L^{-1}.T^{-2}]$
$r$	Séparation entre deux volumes de mesure	$[L]$
$R$	Coefficient de corrélation spatial	$[-]$
$t$	Temps	$[T]$
$T$	Période de la houle	$[T]$
$T_t$	Macro échelle temporelle de turbulence	$[T]$
$U, V$	Valeur instantanée de vitesse	$[L.T^{-1}]$
$\overline{U}, \overline{V}$	Vitesse moyenne	$[L.T^{-1}]$
$u, v$	Fluctuation de vitesse	$[L.T^{-1}]$
$u', v'$	Ecart type de la vitesse	$[L.T^{-1}]$
$v_K$	Echelle de vitesse de Kolmogorov	$[L.T^{-1}]$
$x, y, z$	Distance dans les directions $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$	$[L]$
$\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$	Vecteur de la base	$[-]$

---

$\delta$ :	Epaisseur de la couche limite	[L]
$\varepsilon$ :	Dissipation de l'énergie cinétique de turbulence	[L <sup>2</sup> .T <sup>-3</sup> ]
$\Delta\phi$ :	Déphasage entre échelles intégrales et/ou surface libre	[-]
$\varphi$ :	Phase de la houle	[-]
$\gamma$ :	Cambrure de la houle	[-]
$\eta$ :	Cote de la surface libre	[L]
$\eta_K$ :	Echelle spatiale de Kolmogorov	[L]
$\kappa$ :	Energie cinétique de turbulence par unité de masse	[L <sup>2</sup> .T <sup>-2</sup> ]
$\lambda$ :	Longueur d'onde du laser	[L]
$\lambda_f$ :	Micro échelle de Taylor	[L]
$\theta$ :	Grandeur angulaire	[-]
$\rho$ :	Masse volumique	[M.L <sup>-3</sup> ]
$\sigma$ :	Coefficient de solidité	[-]
$\tau_c$ :	Temps de coïncidence	[T]
$\tau_t$ :	Micro échelle temporelle de la turbulence	[T]
$\tau_K$	Echelle temporelle de Kolmogorov	[T]
$\omega$ :	Pulsation	[T <sup>-1</sup> ]
$\nu$ :	Viscosité cinématique	[L <sup>2</sup> .T <sup>-1</sup> ]
$\psi$ :	Amplitude d'oscillation de l'échelle intégrale de turbulence	[-]
$\Phi$ :	Amplitude d'oscillation de la micro échelle de Taylor	[-]
$\Lambda(\varphi)$ :	Rapport entre la taille de l'échelle intégrale et de la maille	[-]

M.I.T.E.C. : improved Microstructure measurement TEchnologies for marine surface flux studies

DANTEC : « DANish TEchnology »  
Dantec Measurement Technology A/S, P.O. Box 121, Tonsbakken 18 DK-2740  
Skovlunde, Denmark.



# INTRODUCTION

Au cours de ces dernières décennies, les études traitant des problèmes de transport sédimentaire se sont développées. On y trouve aussi bien des approches numériques, des mesures de terrain que des essais en laboratoire. Pour la plupart d'entre elles, l'objectif final consiste surtout à quantifier les matières transportées par des écoulements permanents ou périodiques. Au cœur de ces interactions et des mécanismes physiques complexes qui les régissent, la turbulence joue un rôle important qui n'a été pris en compte que récemment. C'est précisément ce qui a motivé les travaux portant sur l'organisation et la structure de la turbulence au sein d'écoulements à surface libre. Dans cette optique et dans le cadre du programme européen M.I.T.E.C, une campagne de mesures in situ a été organisée par le « Finnish Institute of Marine Research » d'Helsinki à laquelle nous avons participé et qui est à l'origine du travail expérimental présenté dans cette thèse. Son objectif est d'apporter des informations sur la description et la compréhension des phénomènes physiques multiples relatifs à la présence de la surface libre et agissant sur la structure de la turbulence. Notre travail se décompose en cinq parties.

Dans un premier temps, nous montrons que la prise en compte de ces phénomènes turbulents pour traiter des processus de transport sédimentaire est une donnée fondamentale à ne pas négliger. L'intérêt de considérer un écoulement à surface libre sera justifié ainsi que le besoin de recourir à l'expérimentation.

Dans le second chapitre, nous présentons le dispositif expérimental relatif à nos essais réalisés en canal à houle et/ou courant. Nous décrivons donc les moyens de mesure employés comme la Vélocimétrie Laser et les sondes de surface libre. Comme nos essais se déroulent en deux phases (étude d'un écoulement permanent puis périodique), deux techniques de traitement des données sont nécessaires en fonction de la configuration. Chacune d'elles est exposée dans la dernière partie de ce chapitre.

L'objectif du troisième chapitre est d'analyser l'influence de la surface libre sur les structures spatio-temporelles de la turbulence et sur leur développement dans un cas simple, à savoir l'écoulement à courant continu. Hormis le rôle de la surface libre, nous nous intéressons également à celui de la vitesse du courant.

Enfin, le quatrième chapitre concerne l'effet d'une oscillation périodique de la surface libre sur la structure de la turbulence. Une attention particulière est portée sur le rôle de la période de la houle, de son amplitude et de la vitesse du courant sur l'échelle intégrale de turbulence. Dans la mesure du possible, une approche similaire est menée par rapport à la micro échelle de Taylor.

Les conclusions les plus pertinentes relatives à ce travail de recherches sont présentées. Des perspectives sont alors proposées et ce, dans la continuité de ces travaux.

# **CHAPITRE 1**

## **POSITION DU PROBLEME**

## **INTRODUCTION**

Ce premier chapitre a pour but de présenter le cadre et l'objectif précis de notre travail. Il se décompose en cinq parties.

Tout d'abord, nous définissons le contexte de l'étude. Nous discutons de deux approches possibles de la turbulence par rapport aux processus de transport sédimentaire, à savoir celle qui consiste à raisonner du point de vue de la contrainte de cisaillement et celle qui aborde le concept d'une interaction entre la turbulence et les particules. De précédentes études menées en laboratoire ont montré que l'interaction entre les tailles des structures turbulentes et les dimensions des particules modifie leurs trajectoires (Cadiergue, 1998), que la couche limite dans la houle présente des dissymétries entre les phases de crête et de creux (Bélorgey et al, 1987), et que les déplacements de sédiments s'intensifient lorsque le courant se superpose à la houle (Tcheukam-Toko, 1997). Ce sont ces principaux éléments qui motivent notre étude.

La seconde partie consiste en une présentation de l'approche théorique de la turbulence. Elle s'articule autour de rappels sur les équations de Navier Stokes. Nous soulignons les problèmes posés par la modélisation et justifions le recours à l'expérimentation. La quantification de la turbulence à partir des données recueillies peut se faire de différentes manières que nous présentons. Nous précisons et justifions notre choix. Les échelles de turbulence sont alors définies ainsi que deux méthodologies pour les estimer.

La présentation de notre approche expérimentale constitue l'objet de la troisième partie de ce chapitre. Nous en définissons les modalités et les moyens pour la mener à bien. Une description de la turbulence de grille et de ses propriétés est donnée tout en mentionnant les particularités de notre étude.

Enfin, une discussion sur les caractéristiques de la turbulence, son influence et ses conséquences sur les mouvements des particules nous amène à mettre en évidence son rôle très important, en particulier au travers de ses propriétés spatiales et temporelles, dans les processus marins (transport sédimentaire, transferts...). Notre intérêt porte sur trois différents types d'écoulements : permanent, périodique et superposition des deux types.

Une synthèse est apportée en fin de chapitre.



## **1.1. CADRE GENERAL DE NOTRE ETUDE**

### **1.1.1. Introduction**

La majorité des écoulements naturels reproductibles en laboratoire, moyennant quelques hypothèses simplificatrices évoquées ultérieurement, tels que le vent, les courants marins, les rivières ou la houle sont turbulents. Cette nature particulière suscite chez les chercheurs un intérêt grandissant tant du point de vue théorique, numérique qu'expérimental. Malgré les progrès technologiques débouchant sur le développement de systèmes de mesures ou d'outils informatiques de plus en plus perfectionnés, la turbulence demeure un sujet partiellement résolu. Toutefois, depuis qu'elle fait l'objet de tant d'investigations dans le domaine de la recherche qui nous intéresse, elle a tout de même permis d'importants progrès tant son champ d'applications est vaste. Ainsi, l'état des connaissances sur des problèmes tels que les mouvements de particules au sein d'écoulements variés (houle seule, courant seul ou houle et courant superposés) a beaucoup progressé conduisant une meilleure exploitation des résultats en terme d'aménagement littoral ou portuaire (ensablement des estuaires, engraissement et érosion des plages, construction de structures offshore). Ce développement est aussi l'aboutissement d'une confrontation entre les approches de terrain, numériques et expérimentales.

Si certains phénomènes turbulents se manifestent de façon visible, leur étude cinématique n'en reste pas moins très complexe : caractère aléatoire et dépendance de conditions extérieures sans cesse variables. Par exemple, le suivi du déplacement d'effluents marins contaminés ou non est fortement conditionné par des paramètres évolutifs tels que le vent, les vagues (période, hauteur...), la bathymétrie ou bien encore la profondeur d'eau. La difficulté consiste alors à mettre en évidence les mécanismes prépondérants afin d'apporter des solutions aux différents problèmes posés.

La turbulence n'est pas définie de manière univoque. Elle correspond à un processus physique que l'on retrouve dans différents écoulements possédant les propriétés suivantes :

- Une nature aléatoire : elle rend toute étude déterministe impossible. Les deux méthodes principales d'analyse sont les traitements statistiques et par corrélation. Nous reviendrons sur ces points dans la partie suivante ;

- Une structure 3D : les champs turbulents sont caractérisés par un haut degré de fluctuations, appelé vorticité. Des symétries permettent parfois de limiter les études à un plan. Ceci est généralement exploité en matière d'expérimentation (comme dans notre cas) ;
- L'aspect énergétique : la turbulence produit des structures de tailles très variées jouant chacune un rôle précis. Elles sont toutes en interaction les unes avec les autres suivant le processus de cascade d'énergie (figure 1.1) et persistent dans le temps grâce à un apport continu en énergie. Leur caractérisation spatiale et temporelle permet de décrire l'écoulement turbulent.

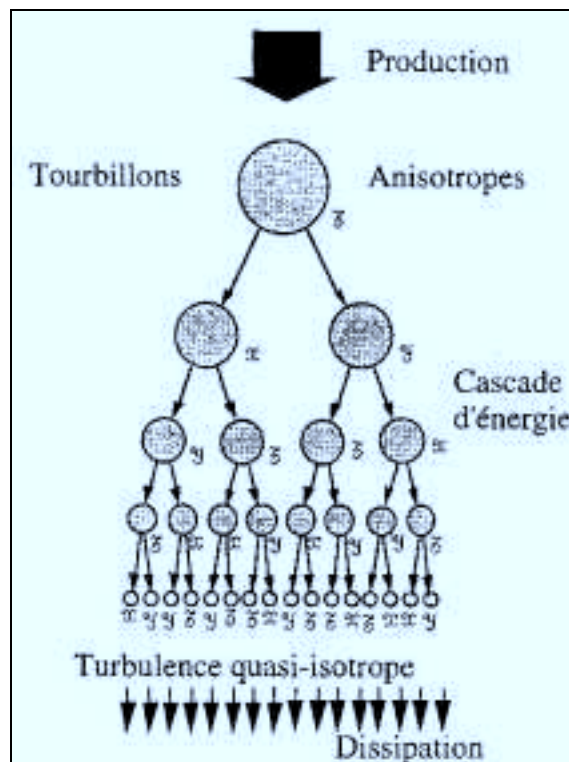


Figure 1.1. : Cascade d'énergie (Schiestel, 1998)

En plus de ces propriétés, la turbulence possède une caractéristique extrêmement importante appelée diffusivité. Elle donne aux écoulements la capacité formidable d'augmenter les taux de transfert (de chaleur ou de quantités de mouvement). Au niveau des applications, il s'agit certainement du principal atout exploité.   l'opposé, en terme de transport sédimentaire, ce serait plutôt un inconvénient étant à l'origine de déplacements particuliers pouvant avoir des conséquences sur l'érosion (ou l'accrétion) des plages, sur la survie d'espèces végétales en milieu marin. En effet, sous l'action conjuguée des courants, de la houle et du vent, les déplacements de

particules sur le fond ou au sein de la colonne fluide sont susceptibles d'avoir des répercussions préjudiciables sur le milieu environnant. Pour resituer la turbulence au sein des écoulements où de multiples interactions se produisent, deux approches principales sont possibles. Nous allons les examiner afin de préciser le cadre de notre étude.

### **1.1.2. Cadre de l'étude**

Différentes approches de la turbulence dans le contexte du transport sédimentaire existent. Notre intérêt se porte sur deux d'entre elles. La première est basée sur un critère d'arrachement des particules au fond (contrainte de cisaillement critique) et la seconde s'intéresse davantage à l'interaction entre la turbulence, au travers de ses échelles spatio-temporelles, et les particules. Nous adopterons cette approche dans notre travail. Cependant, chacune d'elles est présentée.

#### **1.1.2.1. Approche liée à la contrainte de cisaillement**

Lorsqu'une particule repose sur le fond, il faut, pour la mettre en mouvement, lui fournir de l'énergie. L'initiation du mouvement est liée au franchissement d'une valeur seuil de la contrainte de cisaillement sur le fond  $\tau_{cr}$ .

Shields (Soulsby, 1997) définit un paramètre  $\theta_{cr}$  (1.1) qui désigne le rapport entre cette contrainte de cisaillement critique  $\tau_{cr}$ , responsable de la mise en mouvement du grain, et le poids propre du grain qui tente de s'y opposer. Les valeurs de  $\theta_{cr}$  qu'il donne pour qu'un grain de

diamètre  $d$  soit mis en mouvement (figure 1.2,  $D^* = \left[ \frac{g \left( \frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right)}{v^2} \right]^{1/3} d$ ) conduisent directement à

celles de  $\tau_{cr}$ . Or, cette contrainte de cisaillement est corrélée à la turbulence.

$$\theta_{cr} = \frac{\tau_{cr}}{g(\rho_s - \rho)d} \quad (1.1)$$

$\rho_s$  = masse volumique du grain

$\rho$  = masse volumique de l'eau

$d$  = diamètre du grain

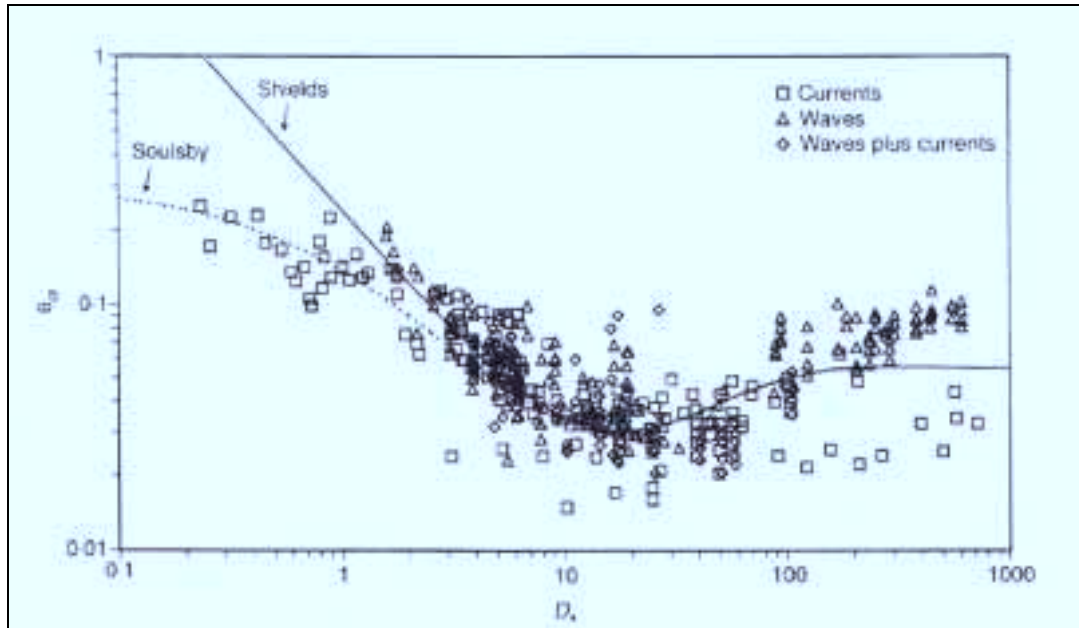


Figure 1.2. : Evolution de  $\theta_{cr}$  en fonction du diamètre des grains (Soulsby, 1997)

Dans la zone de couche limite, et plus particulièrement dans la sous-couche de régénérescence (ou sous couche visqueuse), l'apparition de bandes fluides caractérisées par de fortes vitesses alternées par des bandes de moindres vitesses entraîne la production de turbulence également responsable de la remise en suspension (Wei et Willmarth, 1991). Elle se manifeste par des phénomènes brusques d'éjections de particules situées dans une zone de faible vitesse vers des zones de plus grandes vitesses (Garcia et al., 1996). Cette particularité est souvent associée à la présence de structures cohérentes (Cox et Kobayashi, 2000). Plus les particules sont petites, plus elles sont prisonnières de cette sous couche de régénérescence, et plus la valeur de la contrainte de frottement à fournir pour les en arracher est grande (figure 1.2).

Ce mode de raisonnement présente plusieurs inconvénients. Tout d'abord, il repose surtout sur un traitement par moyenne temporelle. Or, les phénomènes d'éjection sont très courts et très intenses et peuvent se retrouver noyés dans la masse et passer parfois inaperçus bien qu'ils puissent contribuer à arracher une importante quantité de sédiments (Cox et Kobayashi, 2000). De plus, ce processus de traitement ne permet pas de relier directement les phénomènes à la structure spatio-temporelle de la turbulence. Enfin, il est limité à une zone très proche du fond et ne prend donc pas en compte la majeure partie de l'écoulement.

Cette approche n'est que la première partie d'une chaîne d'événements régissant les mouvements de particules. Elle ne concerne que la remise en suspension et non pas le transport sédimentaire dans son ensemble.



### 1.1.2.2. Concept de l'interaction entre la turbulence et les particules

Une fois les particules expulsées du fond, elles peuvent se déplacer au sein de l'écoulement (transport en suspension) ou être à nouveau déposées plus loin sur le fond (transport par saltation). La figure 1.3 schématise ces deux modes de déplacements (cas B et C). Le charriage (A) ne concerne que les sédiments restant au voisinage de la couche limite. Le type de mouvement est fonction des caractéristiques de taille et de la densité des particules.

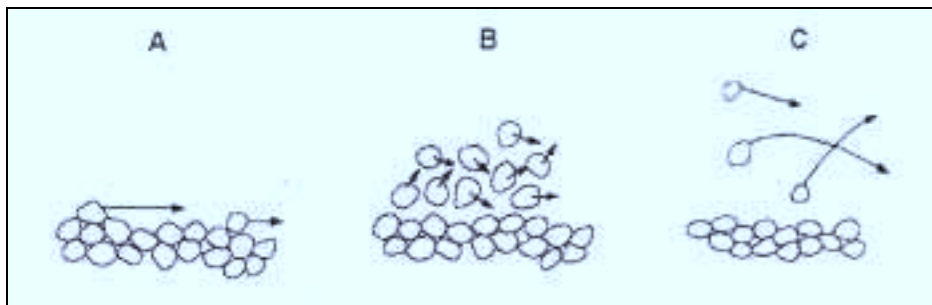


Figure 1.3. : Types de transport des particules (A : charriage ; B : saltation ; C : suspension)

La formation de régions d'érosion ou d'accrétion pouvant conduire à des désordres dépend de ce comportement. Les conséquences sont plus ou moins terribles si par exemple :

- toutes les particules arrachées au fond se re-déposent au même endroit : c'est le cas de la baie de Cleveland en Australie (Jing et Ridd, 1996) ;
- la turbidité de l'eau devient trop importante : une trop forte concentration de particules en suspension provoque une réduction de la quantité de lumière pénétrant dans la colonne d'eau qui débouche sur une diminution de la photosynthèse (Hanes et Dompe, 1995). Si, en plus, elles se fixent sur des organismes vivants, elles peuvent entraîner leur mort.

Seuls, ces deux exemples montrent tout l'intérêt de poursuivre des recherches dans ce domaine.

En milieu côtier, le rôle des échelles de turbulence est déterminant (Bélorgey et al, 1999). Leurs études montrent qu'il existe un couplage entre les propriétés et les dimensions de la turbulence et celles des particules. Cette interaction conduit à une modification de la vitesse de chute des particules donc à des trajectoires différentes. Contrairement à la première approche,

celle-ci est plus inhabituelle et permet de relier directement les notions de turbulence et de transport sédimentaire. Notre démarche s'inscrit dans cette thématique.

Toutefois, les interactions entre les éléments sont multiples et ne peuvent pas être analysées simultanément (figure 1.4). Certaines ont déjà fait l'objet de travaux contribuant au développement de l'état des connaissances. Au contraire, d'autres, comme l'action de la houle et/ou du courant sur les échelles de turbulence, restent assez peu étudiées particulièrement en écoulement à surface libre. C'est ce constat qui motive notre démarche.

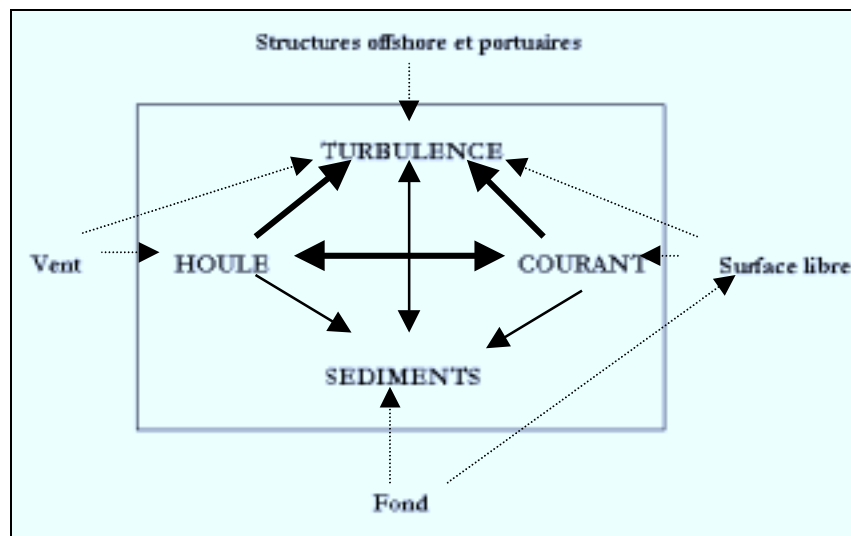


Figure 1.4. : Schéma des principales interactions en milieu côtier

Notre objectif est précisément d'examiner les effets de la surface libre sur les échelles spatio-temporelles de la turbulence. En isolant les paramètres qui gouvernent cette interdépendance ( $z/d$  et  $U$  pour l'écoulement permanent,  $T$ ,  $H$ ,  $U$  dans le cas de l'interaction houle/courant), on espère mieux comprendre les mécanismes physiques intervenant dans cette chaîne complexe et apporter une contribution à la connaissance de la turbulence. Nous procédons donc de la manière suivante :

- Une étude dite de référence est conduite sur un écoulement permanent. Elle servira par la suite de base pour une comparaison de résultats. Cet écoulement est idéal puisqu'il ne présente pas d'oscillations de la surface libre. De ce fait, nous mettrons en évidence, si elle existe, l'influence de l'interface eau/air sur les structures turbulentes.
- Puis, nous lui superposons une houle dont les caractéristiques ( $T$  et  $H$ ) sont préalablement définies. En faisant varier séparément chaque paramètre et la vitesse du courant, toute autre

condition par ailleurs restante identique, nous tenterons ainsi d'en caractériser l'influence sur les échelles de turbulence.

De telles études nécessitent d'analyser les fondements théoriques de la turbulence. Dans le paragraphe suivant, nous reprenons les principes de sa mise en équation et les concepts de sa modélisation.

## **1.2. APPROCHE THEORIQUE ET MODELISATION**

La base théorique de la mécanique des fluides repose sur les équations de Navier Stokes. Cette partie se limite aux équations fondamentales. Notre intérêt se porte également vers les méthodes de quantification de la turbulence à partir de données brutes. Seules les équations relatives aux évolutions de l'énergie cinétique de turbulence et des corrélations de fluctuations sont présentées. Pour une étude complète, on pourra se rapporter à l'ouvrage de Tennekes et Lumley (1997).

### **1.2.1. Equations de Navier Stokes**

Pour un fluide incompressible, elles traduisent la conservation de la masse (1.2) et de la quantité de mouvement (1.3).

$$\text{div} \vec{U} = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{terme non linéaire}} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.3)$$

$\sigma_{ij}$  est le tenseur des contraintes. Pour des fluides newtoniens, il est donné par 1.4 :

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\mu S_{ij} \quad (1.4)$$

$S_{ij}$  est la partie symétrique du tenseur du taux de déformation.

En combinant ces équations, on obtient l'équation 1.5 :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \underbrace{U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\text{terme non linéaire}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (1.5)$$

$U_i$  et  $P$  sont des valeurs instantanées de vitesses et de pressions directement issues de la mesure. Elles comprennent un terme relatif à l'écoulement moyen et un autre représentant le champ fluctuant. Plusieurs méthodes permettent de les dissocier.

### **1.2.2. Méthodes de quantification de la turbulence**

Aux premiers développements des travaux sur la turbulence, les études étaient pratiquées en écoulement permanent. Dans ce cas, la vitesse moyenne n'est pas nulle. On pouvait alors associer à la turbulence un nombre de Reynolds caractéristique basé sur cette vitesse moyenne d'écoulement. Plus celui-ci était grand et plus on considérait l'écoulement comme étant turbulent. Par contre, cette notion est devenue inadaptée lorsqu'on a initié des travaux dans les écoulements oscillants ou périodiques. En effet, une vitesse moyenne nulle (nombre de Reynolds nul) était alors envisageable sans pour autant voir les phénomènes turbulents disparaître. On comprend alors que la technique de quantification de la partie turbulente de l'écoulement employée puisse varier, principalement en fonction du type d'écoulement. Des méthodes spectrales sont à priori plus adaptées aux écoulements périodiques tandis que la décomposition de Reynolds paraît plus appropriée pour des écoulements continus. Ce constat n'est toutefois pas généralisable et notre choix se fera en fonction des limites de chaque procédure mais également de son adaptabilité à nos conditions expérimentales. Tout d'abord, notre objectif sera d'isoler le champ fluctuant de l'écoulement pour ensuite obtenir l'écart type des vitesses.

#### **1.2.2.1. Décomposition de Reynolds**

A la fin du 19<sup>ème</sup> siècle, Osborne Reynolds propose une première technique. Il suggère de dissocier toute grandeur physique instantanée en la somme d'une valeur moyenne et d'une fluctuation. Cette dernière correspond à la différence entre la valeur instantanée  $U_{\text{dim}}(o)$  et la moyenne  $U$  (figure 1.5). En conséquence, un signal de vitesse ou de pression s'écrit selon les relations 1.6.

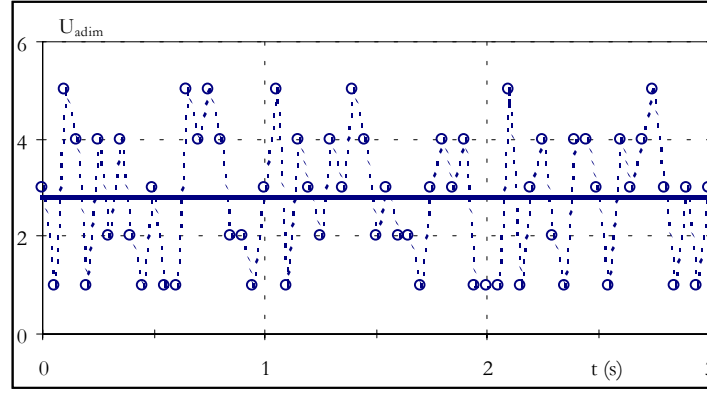


Figure 1.5. : Exemple d'un signal de vitesse turbulent

$$\left. \begin{aligned} U_i &= \underbrace{\overline{U_i}}_{\text{moyenne}} + \underbrace{u_i}_{\text{fluctuation}} \\ P &= \overline{P} + p \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

Cette notation implique que la valeur moyenne de la fluctuation soit nulle (1.7) :

$$\overline{u_i} = 0 \quad (1.7)$$

En substituant cette décomposition dans la relation précédente 1.5, on obtient :

$$\frac{\partial \overline{U_i}}{\partial t} + \overline{U_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j^2} - \overbrace{\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}}^{\text{terme de convection}} \quad (1.8)$$

Le terme non linéaire de l'équation 1.5 entraîne l'apparition d'un terme de convection. L'expression  $\overline{u_i u_j}$  s'interprète comme étant des contraintes supplémentaires imposées par la turbulence : les contraintes de Reynolds. Elle est à l'origine des difficultés en modélisation car :

- les fluctuations sont aléatoires donc imprédictibles,
- cette inconnue pose le problème de fermeture : une inconnue supplémentaire est ajoutée au problème sans avoir changé le nombre d'équations du système à résoudre.

On est contraint d'émettre des hypothèses pour donner à ce terme une forme exploitable et qui varie suivant les codes de calcul (Réveillon, 1998).

Grâce à cette méthode de quantification, on peut décrire l'évolution de quantités telles que l'énergie cinétique de turbulence ou les corrélations de fluctuations qui sont indispensables à la description des structures turbulentes. En combinant (1.5) et (1.8) et par permutation indicielle, on aboutit à l'équation de l'évolution de l'énergie cinétique de turbulence  $\kappa = \frac{1}{2} \overline{u_i^2}$  (1.9) :

$$\underbrace{\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \overline{U_k} \frac{\partial \kappa}{\partial x_k}}_{\text{variation de l'énergie cinétique de turbulence}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \frac{1}{2} \overline{u_i^2 u_k} + \frac{p u_k}{\rho} \right]}_{\text{transport par convection turbulente de l'énergie totale fluctuante}} - \underbrace{\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k}}_{\text{production de } \kappa} + \underbrace{v \frac{\partial^2 \kappa}{\partial x_k^2}}_{\text{travail produit par les contraintes visqueuses (3)}} - \underbrace{v \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)^2}_{\text{dissipation de } \kappa} \quad (1.9)$$

et celle des corrélations de fluctuations de vitesses (1.10)

$$\underbrace{\frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \overline{U_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}}_{\text{évolution des corrélations de fluctuations de vitesses}} = - \underbrace{\left[ \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right]}_{\text{interaction des gradients de vitesses avec les corrélations de fluctuations}} - \underbrace{2v \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}}_{\text{corrélations des gradients de vitesses}} + \underbrace{\left[ \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \underbrace{\overline{u_i u_j u_k}}_{\text{corrélations triples}} - \underbrace{v \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k}}_{\text{gradient du tenseur des contraintes}} + \underbrace{\frac{p}{\rho} (\delta_{ik} u_j + \delta_{jk} u_i)}_{\text{corrélations entre les fluctuations de pression et les fluctuations de vitesses}} \right]}_{\text{gradient de fluctuations de vitesses}} \right] \quad (1.10)$$

Dans le second membre de l'égalité (1.10) apparaît le terme de corrélations triples  $\overline{u_i u_j u_k}$ . Il pose à nouveau le problème de fermeture. Sa modélisation sera encore soumise à des hypothèses (Schiestel, 1998) qui constituent le principal frein à la capacité des codes de calculs à simuler parfaitement des écoulements turbulents.

Cette technique de décomposition de Reynolds est la plus fréquemment utilisée. Elle s'adapte correctement à tous les types d'études. Pour l'écoulement périodique, elle s'avère bien souvent indispensable. La difficulté tient alors principalement dans la méthode d'exploitation des résultats et non pas dans la manière de les obtenir. Nous reviendrons sur ce point quand nous présenterons la méthodologie employée pour traiter nos données dans le cas de notre écoulement périodique. En particulier, nous montrerons qu'une étape intermédiaire est obligatoire.

### 1.2.2.2. Approche par la mesure des coefficients de corrélation

Dans le cas particulier des cuves agitées par une turbine dont le mouvement est périodique et, où il n'est pas facile de définir un nombre de Reynolds, Mujumdar et al, cités par Michelet (1998), proposent une autre technique pour séparer le champ turbulent du champ instantané. Elle repose sur une modélisation de l'auto-corrélation temporelle de la vitesse radiale. Sur la base d'observations empiriques, ils suggèrent de l'écrire comme la somme de deux composantes (A) et (K), liées respectivement au mouvement périodique et à la fluctuation turbulente. Ils proposent donc la relation 1.11.

$$R(\tau) = Ke^{-\alpha\tau} + A \cos(12\pi N\tau) \quad (1.11)$$

$\alpha$  est la mesure du bruit, N est la fréquence de rotation de la turbine, K et A des constantes liées à la fluctuation turbulente et à la fluctuation périodique. De cette manière, ils estiment que la contribution turbulente sur l'intensité de turbulence à proximité de la pâle est égale à 30 % de sa valeur totale (la part principale provenant du mouvement périodique). Contrairement à la décomposition de Reynolds, cette méthodologie n'est pas transposable à d'autres configurations expérimentales.

### 1.2.2.3. Méthode spectrale

Cette technique, applicable au cas des écoulements périodiques, s'inspire des observations de Mahouast (cité par Michelet, 1998). Dans une configuration proche de celle de Mujumdar et al, l'auteur remarque que les spectres énergétiques du champ des vitesses contiennent deux pics repartis au fondamental et sur le premier harmonique. Il évoque alors la possibilité d'éliminer la part du champ moyen en supprimant leurs contributions énergétiques. Il en extrait directement la partie turbulente qui représente le plus grand apport énergétique. Cette méthode, particulièrement recommandée dans le cas d'écoulements générés par des turbines, présente un inconvénient majeur. L'obtention des spectres d'énergie des vitesses est soumise à une fréquence d'acquisition du champ cinématique constante et définie. Cela est très difficile en Vélocimétrie Laser et se fait généralement au détriment d'un taux d'acquisition élevé. Avec cette technique de mesure, un ré-échantillonnage des données peut être une solution alternative au moyen d'un algorithme particulier. Tcheukam-Toko (1997) propose une méthode par interpolation cubique mais elle entraîne une perte d'informations sur le champ de fluctuations de vitesse impossible à quantifier.



#### 1.2.2.4. Méthode par phase

Pour des écoulements cycliques comme la houle, où le mouvement est orbital et à surface libre, l'extraction du champ turbulent à partir des données brutes instantanées doit se faire en deux étapes. La variation de la vitesse moyenne au cours du temps interdit de travailler simplement à partir d'une moyenne temporelle constante. On doit diviser la période 'T' en intervalles de temps égaux (phase) sur lesquels on pourra donner une expression de la vitesse moyenne (Marin et Bélorgey, 1993). On parle alors de moyenne par phase. Après ce découpage, la décomposition de Reynolds s'applique sur chaque phase pour caractériser le champ turbulent qui lui est associé. La composante moyenne sur une phase est déduite à partir d'une méthode de régression linéaire et la fluctuation comme l'écart à cette droite moyenne.

#### 1.2.2.5. Choix de la méthode

Notre choix tient compte à la fois de nos objectifs et des aptitudes de chacune de ces méthodes à fournir des résultats exploitables. La décomposition de Reynolds semble la mieux adaptée surtout pour un écoulement permanent. Il nous suffit simplement de calculer la moyenne sur l'ensemble des échantillons recueillis pour obtenir les fluctuations. Pour un écoulement périodique, le traitement par phase sera employé pour extraire sur chaque phase la composante turbulente à l'aide d'une régression linéaire puis de la décomposition de Reynolds. Il nous faudra cependant prendre des précautions au cours de l'acquisition des données. Le détail de la mise en œuvre de ces deux méthodes sera présenté dans le chapitre suivant. De cette manière, nous pourrions dissocier le champ turbulent du champ moyen et donc décrire la structure et l'organisation de l'écoulement. Nous aurons donc accès par la mesure aux dimensions spatiales et temporelles des échelles de turbulence. Nous en rappelons maintenant les définitions et présentons divers moyens existants pour leur évaluation.

### **1.2.3. Les échelles de turbulence**

#### 1.2.3.1. Définitions

La gamme de tourbillons qui se développent dans les écoulements turbulents est étendue (figure 1.1). Elle se divise en trois classes particulières sachant que :

- La géométrie de l'obstacle impose généralement la taille des plus grosses structures (macro échelle ou échelle intégrale) ;
- En dessous d'une certaine dimension (échelle de Kolmogorov), la dissipation visqueuse domine ;
- Entre les deux, on trouve la micro échelle. Elle est définie comme la dimension de la plus petite échelle qui n'est pas soumise aux phénomènes dissipatifs (Schiestel, 1998).

Un écoulement turbulent est déterminé par la connaissance des évolutions temporelle et spatiale de ces échelles de turbulence.

#### 1.2.3.1.1. Macro échelle ou échelle intégrale

Les plus grosses structures sont responsables du transport de l'énergie cinétique de turbulence. Elles gouvernent par conséquent la diffusion turbulente (Padet, 1990) en assurant le transport de cette énergie cinétique. On les note  $L_f$  (longitudinale) ou  $L_g$  (transversale). Suivant la méthode de détermination (énergétique ou par corrélation), deux dénominations distinctes sont données. On parlera de macro échelle dans le premier cas et d'échelle intégrale dans l'autre. Au niveau temporel, on leur associe également une dimension  $T_t$  (1.12). Elle caractérise un temps de retournement ou le temps d'extinction de la turbulence (Bailly et Comte Bellot, 1999) :

$$T_t = \frac{L_f}{u'} \quad (1.12)$$

#### 1.2.3.1.2. Micro échelle de turbulence

Par ordre de taille décroissant, de la macro échelle (ou échelle intégrale), on passe à la micro échelle de Taylor. On la note  $\lambda_f$  (longitudinale) ou  $\lambda_g$  (transversale). Elle est associée aux gradients de fluctuations de vitesse eux même liés à la dissipation. Sa dimension temporelle  $\tau_t$  est donnée par :

$$\tau_t = \frac{1}{\sqrt{15}} \frac{\lambda_f}{u'} \quad (1.13)$$

Des études empiriques montrent que le rapport  $\frac{L_f}{\lambda_f}$  varie suivant le contexte expérimental. Des valeurs caractéristiques sont rapportées dans le tableau 1.1 pour deux types d'écoulements (turbulence de grille et jet).

Rapport	Grille	Jet
$L_g / \lambda_g$	1,2 à 1,6	3 à 6

Tableau 1.1. : Rapport entre macro et micro échelles de turbulence (Belmabrouck, 1992)

#### 1.2.3.1.3. Les échelles de Kolmogorov

La dernière catégorie d'échelles représente les plus fines structures de l'écoulement. En dessous de cette taille, la viscosité moléculaire engendre la dissipation de l'énergie mécanique en énergie thermique. Leur détermination est simple et se fait par un raisonnement dimensionnel basé sur la dissipation et la viscosité cinématique. Kolmogorov définit ainsi les échelles spatiale (1.14), temporelle (1.15), et de vitesse (1.16) :

$$\eta_K = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (1.14)$$

$$\tau_K = \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

$$v_K = (\nu \varepsilon)^{1/4} \quad (1.16)$$

La viscosité cinématique étant une caractéristique du fluide connue, la détermination des échelles de Kolmogorov est obtenue par la seule connaissance de la dissipation. Celle-ci s'obtient principalement suivant deux méthodes que nous allons présenter. Nous montrons également comment, à partir de la dissipation, on accède à toutes les échelles spatiales et temporelles de la turbulence. Une technique particulière, basée sur l'obtention des gradients de vitesse, est aussi exposée.

### 1.2.3.2. Méthodes de détermination

#### 1.2.3.2.1. Méthode énergétique (M.E.)

On mesure simultanément les composantes du vecteur vitesse en des points différents. En extrayant de ces données les caractéristiques du champ turbulent à l'aide d'une des techniques précédemment exposées, il est possible de décrire l'évolution de l'intensité de turbulence et de l'énergie cinétique de turbulence  $\kappa$  en fonction de la distance à la source qui produit la turbulence (paroi, structure, grille ou obstacle quelconque). En calculant la dissipation  $\varepsilon$ , variation temporelle de l'énergie cinétique de turbulence, on peut alors déterminer la taille des plus grosses structures de l'écoulement (1.17) (Tennekes et Lumley, 1997) :

$$L_f = \frac{u'^3}{\varepsilon} \quad (1.17)$$

et celle de la micro échelle de Taylor (1.18) :

$$\lambda_f = \sqrt{30\nu \frac{\overline{u'^2}}{\varepsilon}} \quad (1.18)$$

Cette relation peut induire un doute dans la mesure où elle présente au numérateur le terme  $\overline{u'^2}$  relatif aux structures énergétiques alors qu'au dénominateur, on retrouve la dissipation  $\varepsilon$  associée aux petites échelles. Cependant, au lieu d'interpréter cette échelle comme une échelle dissipative ou comme une macro échelle, on la considère de préférence comme la distance nécessaire aux tourbillons énergétiques pour convecter les tourbillons dissipatifs jusqu'à leur extinction (Bradshaw, 1994). Enfin, (1.18) montre que de petites valeurs de  $\lambda_f$  sont bien associées à une forte dissipation.

Cette méthode est habituellement employée en laboratoire (Bélorgey et al., 1987 ; Wei et Willmarth, 1991 ; Benedict et Gould, 1998 ; ...) dans des configurations simples (turbulence de grille). Les symétries sont très utiles pour appliquer l'hypothèse de Taylor. De cette manière, des résultats diversifiés ont permis d'étudier le développement des échelles de turbulence à l'aval d'une grille (Comte Bellot et Corrsin, 1966), de mettre en évidence des évolutions dissymétriques des fluctuations de vitesses dans la houle (Bélorgey et al., 1987) ou près des parois pouvant influencer la remise en suspension de sédiments (Séchet, 1996).

### 1.2.3.2.2. Méthode des corrélations (M.C.)

On ne mesure plus simultanément deux composantes du vecteur vitesse en un même point mais la même composante de ce vecteur en deux points distants de  $r$ . L'idée s'inscrit suivant un principe simple. Si on représente une structure turbulente sous la forme d'un tourbillon, sa vitesse passe d'une valeur maximale sur le bord extérieur à une valeur nulle en son centre avec une décroissance monotone. En « figeant » cette représentation, on pourrait alors estimer la taille de cette structure en mesurant en même temps la vitesse en deux points du tourbillon (un est fixe sur le bord extérieur et l'autre décrit un rayon). Le degré de ressemblance entre les mesures (corrélation), maximum lorsque les deux points sont superposés sur le bord extérieur, diminuera au fur et à mesure que le second point se rapprochera du centre du tourbillon pour atteindre une valeur nulle lorsque ce dernier sera exactement positionné en son cœur. Cette technique, alternative à la précédente, nécessite des outils de mesure appropriés. L'aboutissement est la détermination du coefficient de corrélation (1.19). On parle alors d'échelle intégrale de turbulence en référence à son expression (1.20) :

$$R_{ij}(r) = \frac{\overline{u_i(x)u_j(x+r)}}{\sqrt{\overline{u_i^2(x)}}\sqrt{\overline{u_j^2(x+r)}}} \quad (1.19)$$

$$L_f = \int_0^x R_{ii}(r) dr \quad (1.20)$$

Ce procédé donne également accès à la micro échelle de Taylor en approchant le coefficient de corrélation pour les faibles séparations  $r$  par une parabole osculatrice (figure 1.6).

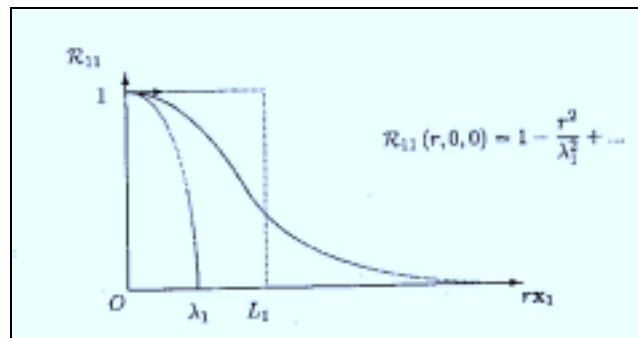


Figure 1.6. : Coefficient de corrélation longitudinal et échelles de turbulence (Padet, 1990)

La détermination de la micro échelle est dépendante de la précision des mesures susceptible d'influencer les valeurs de  $R(r)$  pour les plus faibles séparations. Tout comme Benedict et Gould (1998, 1999) qui définissent une résolution maximale de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov, Belmabrouck (1992) montre que des indéterminations existent tant que  $r$  est inférieur à  $\eta_K$ . Ces erreurs peuvent être imputables à une uniformité imparfaite de l'interfrange pour les deux volumes de mesures (Cole et al., 1980) mais aussi à des instabilités du décalage de fréquence introduites par la cellule de Bragg principalement pour de faibles intensités de turbulence (DeCroix et Gould, 1998). Toutefois, des montages optiques avec un élargisseur de faisceaux (au rapport bien précis) sont suggérés pour résoudre ce désagrément (Gerosa et Romano, 1994). Dans ces conditions, l'angle d'intersection entre les faisceaux laser est le plus grand possible.

L'avantage de ce second mode opératoire est incontestable. Tandis que la méthode énergétique (M.E.) est particulièrement recommandée pour des écoulements permanents (condition d'isotropie nécessaire), la méthode des corrélations (M.C.) s'adapte dans toutes les configurations. A ce titre, elle est de plus en plus employée étant données la diversité et la complexité grandissante des systèmes étudiés (Fraser et al, 1986 ; Gould et Benedict, 1992 ; Yearling et Gould, 1993 ; Romano, 1995 ; Pedersen et al., 1998 ...). C'est ainsi que le rôle important de la turbulence a été identifié aussi bien dans les zones de couche limite que loin des parois avec notamment des implications importantes dans le domaine côtier.

Les études comparatives montrent que les résultats sont similaires (Yearling et Gould, 1993). Seuls O'Neil et Meneveau (1993) développent une technique numérique pour déterminer les échelles de turbulence. Comparativement à l'expérimentation, cette approche fait apparaître des différences. Elles sont certainement dues à la difficulté, voire à l'impossibilité, de déterminer des coefficients de corrélation numériquement sans commettre d'erreurs d'approximations.

#### 1.2.3.2.3. Mesure des gradients de vitesse

Michelet et al (1998) proposent une méthode d'accès aux échelles de turbulence par la mesure directe de la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence par estimation des gradients de fluctuations de vitesses (1.21), dont les termes apparaissent déjà dans l'équation (1.10) :

$$\overline{\varepsilon} = \nu \overline{\left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \quad (1.21)$$

Avec un système optique composé de deux demi lentilles dont l'une est mobile, couplé à la Vélocimétrie Laser à double volume de mesure, ils procèdent à une évaluation directe du terme

$\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)^2}$ . Leur technique, validée dans le cas d'une turbulence de grille, indique un très bon accord avec les valeurs obtenues par la théorie de la turbulence isotrope. Ils ouvrent ainsi des perspectives pour évaluer la dissipation dans n'importe quelle configuration expérimentale (anisotrope, 3D...) pouvant conduire à l'estimation des échelles de turbulence.

Dans le cas particulier de la turbulence de grille en écoulement permanent, il n'en reste pas moins plus simple de passer par l'énergie cinétique de turbulence et d'appliquer l'hypothèse de Taylor (M.E.).

### 1.2.3.3. Intérêts de ces échelles

Ils résident dans de nombreux domaines. Pour les codes de calculs, leur caractérisation spatio-temporelle fournit des ordres de grandeurs du domaine d'étude, de la durée de l'opération à effectuer mais également du maillage à mettre en place. Pour l'expérimentateur, elles contribuent par exemple au dimensionnement des outils de mesures. En ce qui concerne le domaine d'application relatif à ce travail, leur détermination pourra conduire à une meilleure connaissance des phénomènes physiques entraînant les déplacements de particules sous l'action d'écoulements variés. En effet, nous verrons que les dimensions des structures turbulentes et des sédiments sont intimement liées et que la connaissance de leur comportement est nécessaire pour mieux appréhender les processus de transport sédimentaire.

## **1.3. APPROCHE EXPERIMENTALE EN TURBULENCE DE GRILLE**

Pour déterminer l'influence de la surface libre en général et de la houle en particulier sur les échelles de turbulence, nous basons notre approche sur une étude expérimentale. Nous devons reproduire en laboratoire une turbulence « classique » possédant des propriétés géométriques pour en simplifier l'étude. La mieux adaptée à nos besoins et à nos moyens est la turbulence de grille. Elle a déjà fait l'objet de nombreux travaux et ses caractéristiques spatiale et temporelle sont très bien référencées. De plus, elle est aisément reproductible (hypothèse d'ergodicité), ce qui en facilitera l'étude.



### 1.3.1. Génération d'un écoulement turbulent en laboratoire : la turbulence de grille

Depuis plusieurs décennies, les études sur ce type de turbulence se sont multipliées. Elles ont été principalement menées dans des souffleries où le fluide employé était de l'air. La turbulence est produite par le passage du fluide au travers d'une grille (figure 1.7). Rappelons que la contribution fondamentale est l'œuvre de Comte Bellot et Corrsin (1966).

La grille est construite en respectant le coefficient de solidité  $\sigma$  (1.22) Il doit prendre des valeurs spécifiques suivant le type de barreaux. En l'occurrence, s'ils sont ronds,  $\sigma=0,44$  et s'ils sont carrés  $\sigma=0,33$ .

$$\sigma = \frac{d_b}{M} \left( 2 - \frac{d_b}{M} \right) \quad (1.22)$$

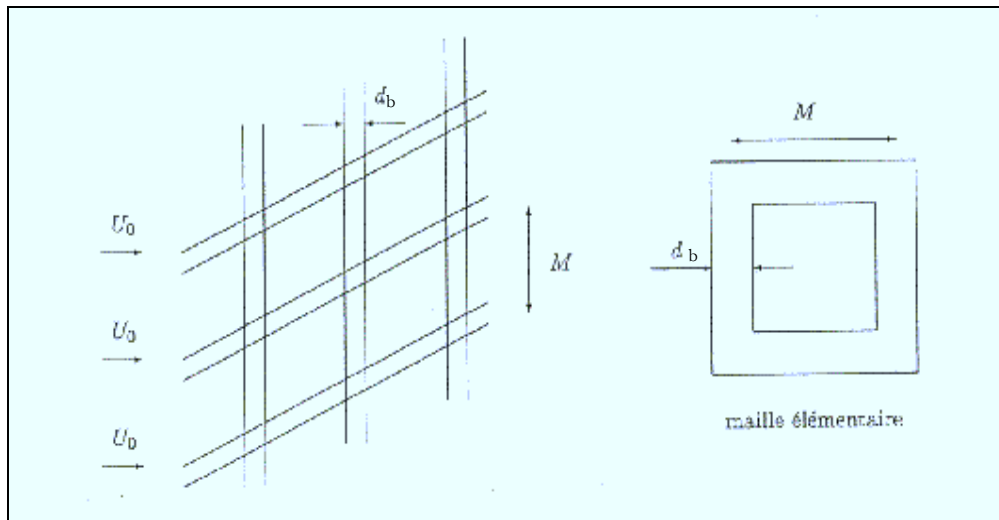


Figure 1.7. : Grille et notations (Bailly et Comte Bellot, 1999)

Comte Bellot et Corrsin ont particulièrement étudié cette configuration d'écoulements en plaçant un convergent à l'aval de la grille. La réduction de section, dont le facteur est 1,27, a pour but d'améliorer l'isotropie de l'écoulement (figure 1.8).

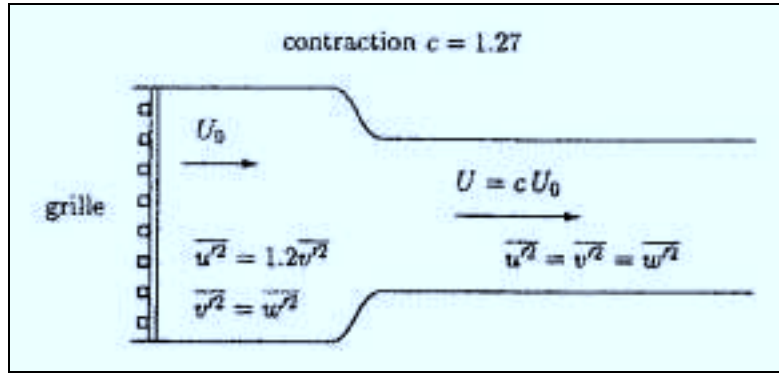


Figure 1.8. : Contraction (Bailly et Comte Bellot, 1999)

L'écoulement qui se développe à l'aval de la grille est homogène et isotrope (Turbulence Homogène Isotrope, T.H.I.), même en l'absence de contraction.

Les avantages de la turbulence de grille viennent du fait que les lois d'évolutions de l'énergie cinétique de turbulence, de la dissipation et des échelles de turbulence sont très bien définies pour des écoulements d'air confinés (soufflerie) ce qui facilite la validation du dispositif expérimental. De même, des études comparatives avec différents fluides (eau et air) montrent de fortes similitudes pour les coefficients de corrélation temporelle mais également pour les facteurs d'aplatissement et de dissymétrie (Frenkiel et al, 1979).

Au début des années 1990, Mohamed et LaRue ont présenté un bilan général de l'état des connaissances sur la turbulence de grille. A partir de travaux antérieurs, ils proposent d'optimiser les techniques de traitement et mettent particulièrement en avant l'importance des conditions initiales ( $M$ ,  $\sigma$ , type de barreaux, rugosité...) sur la loi de décroissance de l'énergie cinétique de turbulence (1.23).

$$\frac{\overline{u'^2}}{U^2} = A \left( \frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right)^{-n} \quad (1.23)$$

Leur bilan est tiré d'innombrables séries de tests et montre que, dans le cas d'écoulement confiné d'air à l'aval d'une grille à maille carrée en présence d'un convergent, les paramètres  $A$ ,  $x_0$  et  $n$  sont tels que :

- L'exposant de la loi de décroissance  $n$  est indépendant du nombre de Reynolds, de  $M$ , de  $\sigma$ , du type de barreaux et de leur rugosité. La valeur de  $n$  est 1,3. La turbulence produite à l'aval d'une grille bi-plane a donc un comportement parfaitement bien déterminé ;

- L'origine virtuelle  $x_0$  est également indépendante des conditions initiales. Elle vaut 0 ;
- Le coefficient de proportionnalité  $A$  est lié aux paramètres intrinsèques de la grille et de l'écoulement ( $M$ ,  $\sigma$ , rugosité...).

### **1.3.2. Propriétés de la turbulence de grille**

#### 1.3.2.1. Homogénéité, axisymétrie et isotropie

En présence d'un courant continu, l'écoulement turbulent qui se développe à l'aval d'une grille est homogène. Ses propriétés sont invariantes par translation de coordonnées (vitesse moyenne constante). Il est également axisymétrique et isotrope (invariance des propriétés de la turbulence par rotation de coordonnées). Lorsque ces propriétés sont vérifiées, le passage du domaine spatial au domaine temporel est possible au moyen de l'hypothèse de Taylor encore appelée turbulence « gelée » (Hinze, 1987).

#### 1.3.2.2. Hypothèse de Taylor ou turbulence « gelée »

Pour l'appliquer, hormis les propriétés ci-dessus, deux autres conditions sont nécessaires :

- Vitesse moyenne de l'écoulement constante dans le temps et dans la direction de propagation ;
- Intensité de turbulence relativement faible (20 % est une valeur extrême).

Dans ces conditions, on écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \quad (1.24)$$

Cette équation permet donc de transposer l'évolution spatiale d'une grandeur physique quelconque en une évolution temporelle. Par exemple, la dissipation sera obtenue à partir de l'énergie cinétique de turbulence dont l'évolution spatiale aura dans un premier temps été convertie en évolution temporelle au moyen de 1.24.

### **1.3.3. Particularités de notre étude**

Contrairement à la majorité des études sur la turbulence de grille, nous ne travaillons pas en écoulement confiné. Notre contexte expérimental impose la présence d'une surface libre. Cependant, nous montrerons que cette particularité ne nous interdit pas le recours à l'hypothèse de Taylor lorsque nous travaillerons sur l'écoulement permanent. Pour cela, nous vérifierons au préalable que ses conditions d'application sont bien respectées. Nos résultats (M.E.) seront comparés à ceux issus d'autres études réalisées dans des conditions semblables (même fluide, turbulence de grille, barreaux carrés...). Le rôle de la surface libre sera analysé dans ce cas de figure en faisant des mesures à différentes distances  $z/d$  par rapport au fond.

Pour l'écoulement de houle et courant superposés, nous devons avoir recours à l'autre technique d'analyse (M.C.) puisque les propriétés d'homogénéité et d'isotropie ne seront plus valables.

Notre objectif est d'apporter de plus amples informations sur l'influence de la surface libre sur la turbulence, en particulier dans le cas de la houle. Nous abordons maintenant plus précisément cet aspect en dissociant chaque cas de figure (écoulement permanent, périodique et superposition des deux). Nous nous plaçons toujours dans le contexte du transport sédimentaire.

## **1.4. PROCESSUS PHYSIQUES DE L'INTERACTION TURBULENCE/ PARTICULES**

L'objectif de ce quatrième paragraphe est double, à savoir :

- Montrer qu'on ne peut pas dissocier les caractéristiques des particules (taille, forme, densité) des propriétés spatio-temporelles de l'écoulement : plus les structures sont développées et plus leur capacité à déplacer des particules fines est accrue (forte interaction). Les forces qu'elles exercent sur ces matériaux sont susceptibles de compenser ou d'amplifier celle due à la gravité et de modifier ainsi les trajectoires. Au contraire, si les structures sont de taille bien inférieure à celle des particules, l'interaction est faible et les mouvements peu perturbés (figure 1.9).
- Montrer qu'on ne peut pas transposer sans précaution les résultats obtenus en écoulements confinés à ceux issus des écoulements à surface libre du fait de la présence de cette interface eau/air. Toutefois, la multitude des paramètres mis en jeu (figure 1.4 et tableau 1.2) impose

d'entreprendre cette étude de façon ordonnée en analysant le rôle de chaque paramètre de façon indépendante.

Toutes ces interactions doivent être prises en compte dans les problèmes liés au transport de particules. En effet, elles interviennent pour modifier leur vitesse de chute et leur trajectoire, modifications dont dépend l'apparition ou l'absence des risques que nous avons déjà évoqués comme les affouillements.

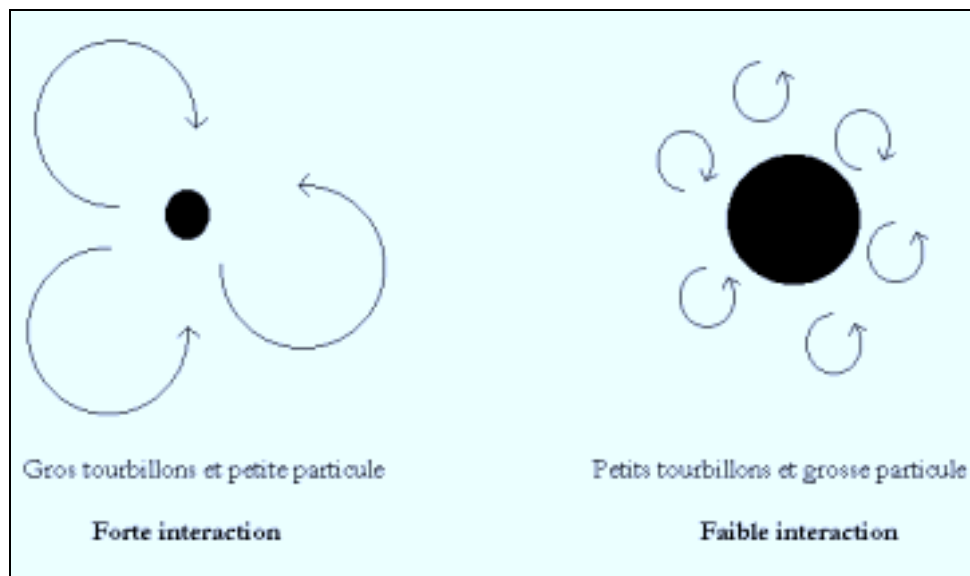


Figure 1.9. : Interaction turbulence / particules

Dans le but de présenter le rôle et l'action de la surface libre sur la structure de la turbulence, nous examinerons dans un premier temps le cas de l'écoulement stationnaire au sens large. Nous aborderons ensuite celui de l'écoulement périodique en focalisant particulièrement sur celui de la houle. Enfin, nous terminerons par le cas de la superposition de la houle au courant. Notre approche sera expérimentale, numérique et basée sur des mesures de terrain.

Pour chaque configuration, nous discuterons de la structure de la turbulence, de l'influence de la surface libre sur celle-ci et sur les mouvements des particules. Les informations recueillies conduiront à l'optimisation du dispositif expérimental et de la méthodologie de traitement.

Courant	Houle	Houle + Courant
Vitesse du courant	Période	Période de la houle
Profondeur	Hauteur crête/creux	Hauteur crête/creux
Présence de parois	Déferlement ou pas	Déferlement ou pas
Forme du fond	Fond incliné ou plat	Fond incliné ou plat
Présence d'obstacles	Présence de structure	Sens du courant
Rugosité, présence ou absence de sédiment	Rugosité, présence ou absence de sédiments	Rugosité, présence ou absence de sédiments
Vent	Vent	Vent

Tableau 1.2. : Paramètres influençant la turbulence

### **1.4.1. Ecoulements permanents (ou stationnaires) avec ou sans surface libre**

#### 1.4.1.1. Introduction

Jusqu'au début des années 80, on a considéré que le rôle de la turbulence vis à vis du transport sédimentaire était faible voire inexistant. On admettait que la vitesse de sédimentation d'une particule de diamètre  $d$  en écoulement turbulent suivait soit la loi de Stokes (1.25), soit la loi d'Oseen (1.26) établies pour un régime laminaire de vitesse  $W_{\text{fluide}}$  :

$$W_{\text{particule}} = W_{\text{fluide}} + \underbrace{\frac{1}{18\nu} \frac{\rho_{\text{particule}} - \rho_{\text{fluide}}}{\rho_{\text{fluide}}} d^2 g}_{\text{Stokes}} \quad \text{petites particules} \quad (1.25)$$

$$W_{\text{particule}} = W_{\text{fluide}} + \underbrace{\frac{8}{3} \sqrt{\nu^2 + \frac{1}{24} \frac{\rho_{\text{particule}} - \rho_{\text{fluide}}}{\rho_{\text{fluide}}} d^3 g} - \nu}_{\text{Oseen}} \quad \text{grosses particules} \quad (1.26)$$

Ces théories sont limitées dans leurs applications car, en milieu naturel, aucun écoulement n'est purement laminaire. De nouvelles études sur la vitesse de chute de particules sphériques ou non en écoulement turbulent ont donc été nécessaires. Plusieurs raisons à cela :

- Besoin de comprendre les mécanismes qui affectent la remise en suspension et/ou la re-déposition de sédiments. Ils peuvent avoir diverses origines parmi lesquelles la contrainte de cisaillement sur le fond, influencée par la turbulence, et l'immixtion de phénomènes fortement turbulents dans la sous couche de régénérescence (Sutherland, cité par Nezu et Nakagawa, 1993). Ces événements aléatoires, dits de « balayage – éjection » (Cellino et Lemmin, 1999), touchent directement les particules situées dans cette zone. Ils sont directement impliqués dans le transport sédimentaire car ils sont responsables de la remise en suspension. Wei et Willmarth (1991) confirment ces analyses en montrant l'existence d'une forte dissymétrie positive des fluctuations de la vitesse verticale pendant une durée très courte alors que les dissymétries négatives sont elles de faible intensité mais plus longues.
- Appréhender l'influence de la surface libre sur la structure de la turbulence et de celle-ci à proprement parlé dans les phénomènes de transport de quantités de matière ou dans les problèmes de circulation des polluants. En effet, l'interface eau/air est le siège d'intenses échanges entre les deux milieux.

Pour aborder les processus physiques de l'interaction turbulence/particules pour les écoulements stationnaires, les trois approches essentielles qui existent sont numérique, de terrain et expérimentale. Dans ce dernier cas, la turbulence peut être produite selon différents modes et dans plusieurs configurations d'écoulements. Les travaux in situ sont quand à eux limités à cause des effets tridimensionnels et de la superposition quasi-permanente de la houle au courant.

#### 1.4.1.2. Structure de la turbulence et rôle de la surface libre

- Turbulence produite par grille(s) oscillante(s), fluide immobile

Dans le but de décrire les effets de la turbulence sur la vitesse de sédimentation de particules, Dietlin (1982) mesure cette vitesse de chute par anémométrie à fil chaud. La turbulence est produite par deux grilles oscillantes en opposition de phase. Les résultats montrent que la turbulence modifie cette caractéristique. Les conclusions essentielles sont les suivantes :

1. Le diamètre sédimentologique des particules  $D_s$  est un paramètre influent ;
2. L'augmentation de l'intensité de turbulence induit une modification moins importante de la vitesse de chute.



Bien qu'encourageants, ces résultats ne suffisent pas à décrire rigoureusement l'interaction turbulence/particules. De plus, ils ne font pas allusion au rôle de la surface libre.

Dans une configuration expérimentale très proche, Brumley et Jirka (1987) abordent ce problème. En milieu côtier, cette interface est une réalité. Elle induit une condition limite à la frontière différente de celle imposée par une paroi fixe (fond). En effet, cette frontière est libre de se mouvoir horizontalement et verticalement à cause de la gravité et de la tension de surface (laquelle est modifiée par rapport à une paroi fixe). Pour analyser la structure de la turbulence à proximité de l'interface, ils réalisent une série d'expériences en faisant osciller verticalement une grille plane fixée au fond d'une cuve remplie d'eau. Par la même technique de mesure que Dietlin, ils mettent en évidence les éléments suivants :

1. La structure de la turbulence est affectée par la présence de la surface libre sur une épaisseur égale à la taille de la macro échelle en dessous de l'interface ;
2. Loin de la surface libre, la macro échelle croît avec la distance à la grille. Par contre, à son voisinage, la turbulence est fonction de la distance à la surface libre et de la dissipation ;
3. La surface libre force le développement de la macro échelle.

Les conclusions obtenues à partir de cette technique expérimentale employant une ou des grilles oscillantes, sont doubles. D'une part, il est mis en avant le fait que la turbulence influence la vitesse de chute des particules et d'autre part, elle souligne que la surface libre joue un rôle sur le développement et la structure de la turbulence à son voisinage.

- Turbulence en écoulement confiné, fluide en mouvement

Les travaux plus récents de Cadiergue (1998) abordent directement cette notion d'interaction turbulence/particules. Par Vélocimétrie Laser, elle étudie le champ turbulent produit en aval d'une grille fixe dans un écoulement vertical ascendant ( $Re_M=2330$ ). Elle décrit ainsi l'évolution spatio-temporelle des échelles de turbulence. En analysant les enregistrements vidéo des trajectoires et des vitesses de chute de particules de différentes formes et tailles, l'auteur arrive à corrélérer tous les résultats entre eux et aboutit finalement aux conclusions suivantes :

1. Le diamètre sédimentologique des particules  $D_s$  est un élément important, conformément aux remarques de Dietlin. L'influence de l'écoulement sur la vitesse de chute s'accroît lorsque celui-ci diminue ;

2. Les particules sont sensibles aux structures qui transportent l'énergie cinétique (macro échelle). Une loi d'évolution généralisée de la vitesse de chute est proposée (figure 1.10). Le nombre sans dimension  $N$ , construit à partir de  $D_s$ , de la macro échelle de turbulence  $L_f$  et de la vitesse moyenne longitudinale des particules  $U_p$ , suit évolution analogue en fonction de la distance à la grille, indépendamment du type de particules.

$$D_s = \left( \frac{\left( \frac{\rho_{\text{particule}} - \rho_{\text{fluide}}}{\rho_{\text{fluide}}} \right) g}{v^2} \right)^{1/3} d \quad (1.27)$$

$$Re_p = \frac{U_p d}{v} \quad (a) \qquad Re_L = \frac{u' L_f}{v} \quad (b) \quad (1.29)$$

$$N = \frac{Re_p}{Re_L} \frac{1}{D_s^{3/2}} \quad (1.28)$$

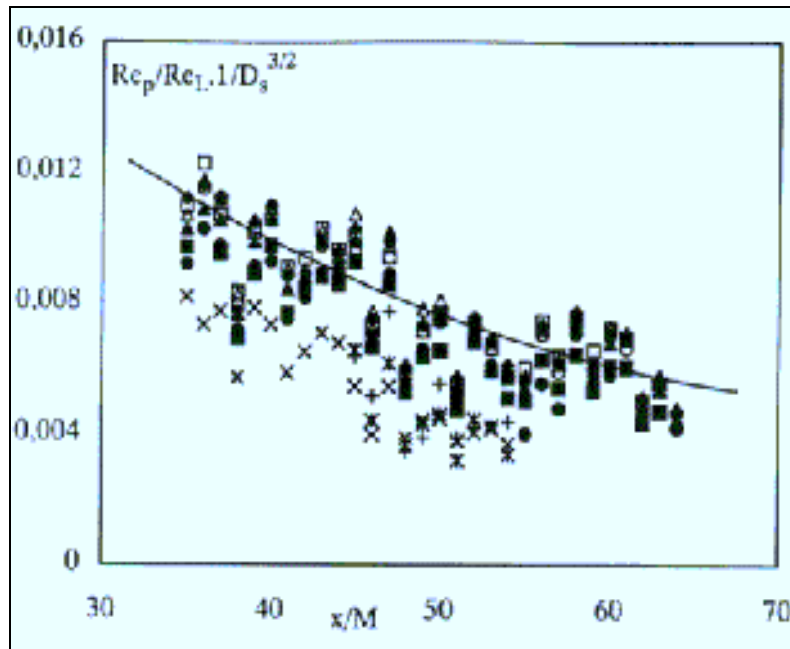


Figure 1.10. : Evolution de  $N$  pour des sédiments (x, +, \*) ou des particules sphériques (gras), (Cadiergue, 1998)

- Turbulence en canal à courant continu, fluide en mouvement

Il s'agit de la technique expérimentale la plus développée actuellement. Elle consiste soit à placer des particules sur le fond d'un canal et à observer leur mouvement grâce à des moyens vidéo, ultrasonore, optique ou par simple visualisation soit à décrire la structure de l'écoulement en l'absence de particules. On peut alors étudier les caractéristiques de l'écoulement, l'interaction turbulence/particules et les processus physiques qui la gouvernent.

Sumer et Deigaard, cités par Nezu et Nakagawa (1993), montrent à partir du suivi temporel de particules l'importance de phénomènes turbulents très courts mais très intenses dans les processus de remise en suspension. Ils établissent que les petites particules éjectées du fond ne retombent pas nécessairement sur le fond mais elles peuvent être transportées au sein de la colonne fluide si leur densité ou leur taille ne sont pas suffisamment grandes pour les faire chuter. Ils identifient donc la turbulence comme un élément à l'origine de la remise en suspension des sédiments et affectant leur transport. Garcia et al (1996) obtiennent des résultats comparables avec leurs essais en canal pour une configuration très proche.

Cependant, ces travaux ne nous renseignent encore que partiellement sur les interactions entre les caractéristiques spatiales de la turbulence ( $L_f$ ,  $\lambda_f$ ) et la taille des particules. Ils n'abordent pas non plus le rôle de la surface libre. Cette dernière, mobile, n'a pas les mêmes conséquences sur les mouvements de particules car elle est un facteur de modification des échelles de turbulence, point qui n'a pas été exposé jusqu'à présent lorsque le fluide est en mouvement.

Dans leurs travaux, Graf et Cellino (1999) essaient de comprendre les effets des sédiments sur la structure de la turbulence sur toute la hauteur de la colonne d'eau. Pour cela et à l'aide d'une méthode de mesures ultrasonore, ils quantifient les macro et micro échelles de turbulence. Leurs conclusions montrent que :

1. La présence de sédiments entraîne une augmentation de l'intensité de turbulence dans la direction de l'écoulement et tend à annuler l'écart type des vitesses dans la direction verticale ;
2. Les petites particules ( $\frac{d}{L_f} < 0,1$ ) sont des agents qui suppriment la turbulence ;
3. Les macro et micro échelles ont des sensibilités différentes par rapport à la présence de particules. En leur absence, les structures énergétiques se développent plus. Dans le même temps, il y a réduction de la dimension de la micro échelle. Ceci implique une dissociation plus marquée entre les échelles en absence de sédiments (figures 1.11.a-b).

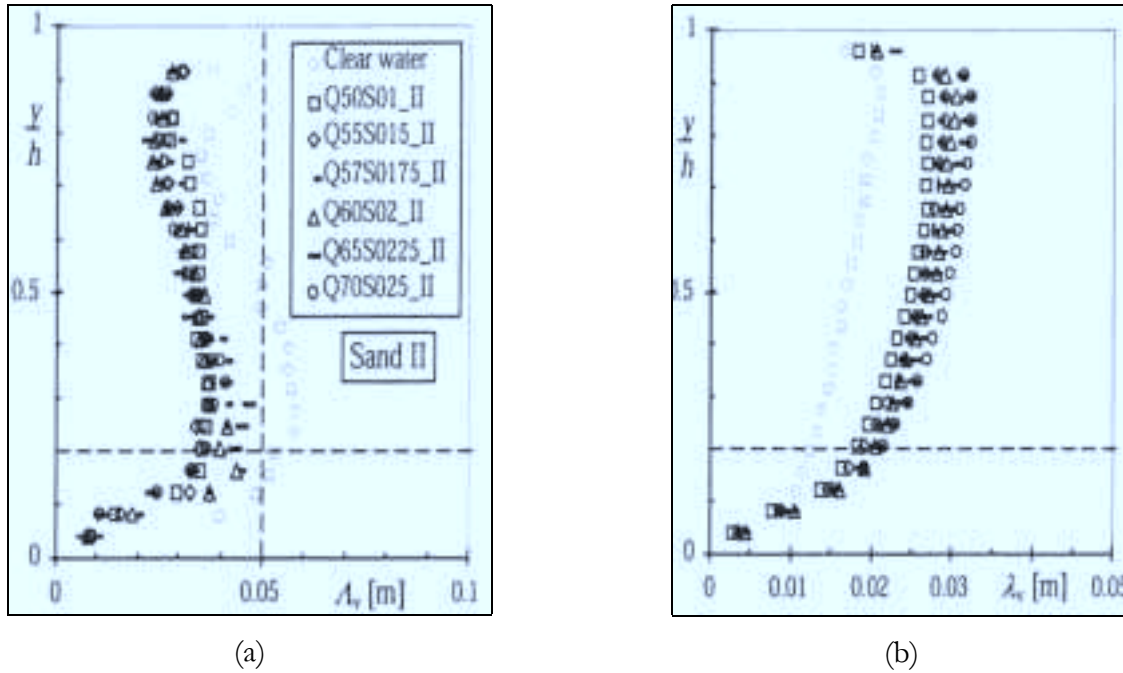


Figure 1.11.a-b. : Distribution des macro (a) et micro échelles (b) en fonction de la profondeur en écoulement permanent sans (o) et avec sédiments (Graf et Cellino, 1999)

Ces travaux montrent aussi que la surface libre joue un rôle différent par rapport à celui du fond vis à vis de ces échelles et que la structure de la turbulence est modifiée par sa présence.

Pour mener une analyse globale de l'écoulement, Kumar et al (1998) montrent par Vélocimétrie par Imagerie de Particules, associée à des visualisations, que la surface libre interagit avec les éjections évoquées par Sumer et Deigaard. Les remontées de particules causées par ces bouffées turbulentes conduisent à l'apparition de tourbillons, mouvements verticaux ascendants qui sont ensuite freinés à cause de la dissipation. Dans ce cas, même une petite déformation de la surface libre ne modifie pas le comportement des structures visibles.

Cette notion d'interaction de la surface libre avec la structure et l'organisation de l'écoulement est également abordée par Rashidi et Banerjee (1988). Grâce à leurs travaux basés sur des analyses vidéo et sur une technique de visualisation de bulles d'hydrogène, ils retrouvent des résultats comparables à ceux évoqués ci dessus, à savoir :

1. La surface libre bloque les éjections et modifie l'écart type des composantes de la vitesse : elle accroît celui ayant trait à la composante horizontale et tend à annuler celui relatif à la composante verticale ;
2. La micro échelle de turbulence diminue à proximité de la surface libre démontrant un accroissement de la dissipation dans cette région ;
3. Les éjections courtes mais intenses confèrent une structure rotationnelle à l'écoulement.

A partir de leurs observations, ils présentent un schéma récapitulatif de la structure de l'écoulement (figure 1.12).

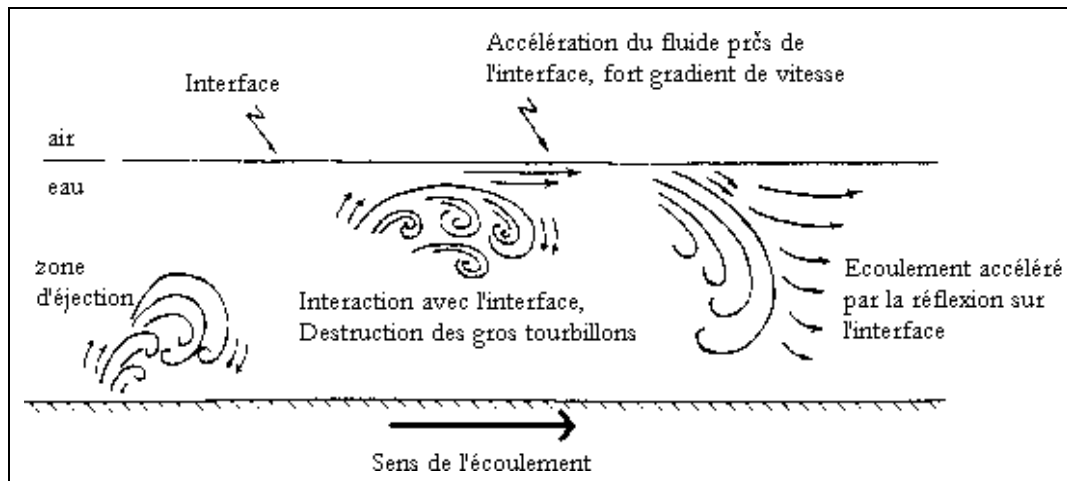


Figure 1.12. : Action de l'interface sur l'écoulement (Rashidi et Banerjee, 1988)

Hormis cette approche expérimentale, des techniques numériques existent également. Elles sont nettement moins développées et s'appuient essentiellement sur les résultats déduits des mesures en laboratoire. Pan et Banerjee (1995) arrivent tout de même par simulation numérique directe (DNS) à mettre en évidence les phénomènes de remontées de sédiments et à décrire la turbulence à proximité de la surface libre. Cependant, en pratiquant de la sorte, il s'agit plus de valider des codes de calculs à partir de l'expérience plutôt que de mettre au jour des éléments que l'expérimentateur ne saurait constater.

#### 1.4.1.3. Synthèse

Des études précédentes, deux conclusions principales peuvent être tirées :

1. Les dimensions spatiales des particules et des structures turbulentes interagissent entre elles pour modifier la trajectoire et la vitesse de chute des particules. Il est possible d'associer à celle-ci le nombre sans dimension  $N$ , caractéristique de la macro échelle de turbulence et du diamètre sédimentologique des particules. Il suit une évolution indépendante des sédiments ;
2. La surface libre est un facteur qui modifie la structure de la turbulence à son proche voisinage. D'après le premier point, ce changement peut être source de perturbation des mouvements sédimentaires.

On se propose maintenant de mener une analyse comparable pour des écoulements périodiques en ciblant particulièrement sur le cas de la houle.

## **1.4.2. Ecoulements périodiques à surface libre : cas de la houle**

### **1.4.2.1. Introduction**

La houle se différencie de l'écoulement permanent par plusieurs points parmi lesquels on peut citer une évolution temporelle de la surface libre et l'apparition de non linéarité. Il est donc difficile de transposer les résultats de l'un vers l'autre et vice versa sans prendre un certain nombre de précautions.

Depuis une vingtaine d'années, ce type particulier de configuration expérimentale a inspiré beaucoup de travaux au sein desquels la notion de turbulence a pris une place importante notamment en ce qui concerne les applications au niveau du transport sédimentaire.

Pour aborder ce thème, on peut se placer dans deux régions de l'écoulement : la zone de déferlement et la zone au large. Suivant ce choix, le protocole d'étude change.

### **1.4.2.2. Zones d'études et influence de la turbulence**

- **Zone de déferlement :**

Dans leurs travaux sur le déferlement glissant, Deigaard et al (1986) s'intéressent à la distribution verticale des sédiments en suspension. Ils utilisent pour cela des moyens de mesures optiques. Agrémentés de comparaisons avec des modèles numériques et des expériences sur le terrain, ils mettent en avant l'influence de la turbulence par rapport au transport sédimentaire. Elle se développe différemment en fonction de la région de l'écoulement. Près du fond, la concentration est déterminée par les processus turbulents et par la contrainte de cisaillement alors qu'à proximité de l'interface, la turbulence générée par cette dernière force à privilégier le transport en suspension.

Plus tard, les travaux de Ting et Kirby (1996) viendront compléter cette analyse. Par des mesures laser, ils montreront que la structure de la turbulence est également liée au type de déferlement mais aussi et surtout à la période de la houle et à la profondeur d'eau locale. Ils associeront également à l'écoulement une échelle temporelle de l'ordre de  $T$  pour la diffusion.



Les résultats in situ de Voulgaris et Collins (2000) confortent ces conclusions mais insistent principalement sur le fait que malgré les progrès technologiques, les caractéristiques spatio-temporelles de la turbulence ne sont pas toujours prises correctement en compte pour traiter des processus physiques de remise en suspension des sédiments sous l'action de la houle. En revanche, ce qui est certain vis à vis du type de déferlement, c'est que chacun d'eux (plongeant, glissant ou gonflant) joue un rôle distinct, le déferlement plongeant étant assurément le plus susceptible d'entraîner la mise en mouvement et le déplacement de particules (figure 1.13).

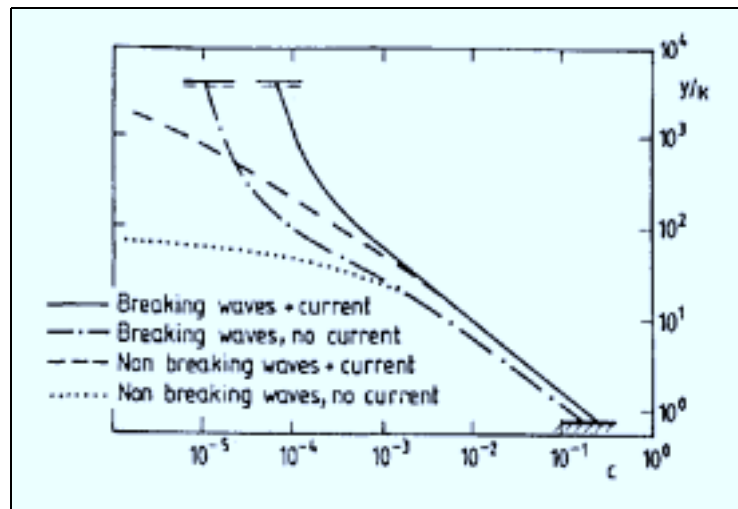


Figure 1.13. : Déferlement et concentration de sédiments en suspension (Deigaard et al, 1986a)

Les résultats de Beach et Sternberg (1996), obtenus à l'aide de courantomètres et d'appareils optiques vont aussi dans ce sens et sont confortés par les essais en laboratoire.

Au travers de ces recherches, un autre phénomène, structurel cette fois-ci, est souligné par Ting et Kirby (1996). Le terme  $\overline{uw}$ , représentant une corrélation de fluctuations de vitesses, varie en fonction de la phase de la houle. Cela indique que des phénomènes distincts se produisent en fonction du niveau de la surface libre.

- Au large :

Dans ce cas de figure, il existe toujours trois méthodes pour aborder le problème : les mesures in situ, les calculs numériques et les expériences en canal à houle.

Les travaux de Lee et Hanes (1996) reposent sur la comparaison de résultats issus de modèles numériques et de mesures de terrain. Celles-ci, réalisées par moyens acoustiques,

montrent particulièrement que le modèle de diffusion est mieux adapté pour les fortes houles alors que le modèle convectif décrit plus précisément les faibles houles, confirmant ainsi les éléments avancés dans la première partie de ce chapitre.

Toutefois, si des mesures au large in situ existent, les informations qu'on peut en tirer sont à nuancer du fait que l'écoulement est essentiellement tridimensionnel et que le courant se superpose souvent à la houle. Afin d'étudier l'influence de la turbulence dans un écoulement à surface libre périodique dans le contexte du transport sédimentaire, les études en canal sont donc plus intéressantes.

Dans le cadre de l'interaction onde/turbulence, Rashidi et al (1992) mettent en évidence par visualisations et à l'aide de micro bulles utilisées comme traceurs, que la houle accroît le nombre d'éjections associées à la turbulence. Elle augmente la contrainte de cisaillement sur le fond. La fréquence des bouffées turbulentes est clairement corrélée à l'amplitude de la houle plutôt qu'à sa période. Enfin, ils montrent que des dissymétries apparaissent entre les phases de la houle, comme le suggéraient Beach et Sternberg (1988, 1996).

Pour progresser dans cette voie de recherche, Pedersen et al (1998) s'intéressent à l'ordonnement de la turbulence près du fond. Ils analysent le champ des vitesses et les coefficients de corrélation transversaux obtenus par Vélocimétrie Laser dans une région proche de la zone de déferlement. Ils décrivent l'évolution de l'échelle intégrale de turbulence en fonction de la profondeur (figure 1.14) et montrent que celle-ci peut atteindre 30 % de la profondeur locale. Par contre, ils ne décrivent pas ce qui se passe dans le tiers supérieur de la colonne d'eau, à proximité de l'interface. Cela est dû à la difficulté de la mesure dans cette région de l'écoulement et à la complexité des phénomènes mis en jeu.

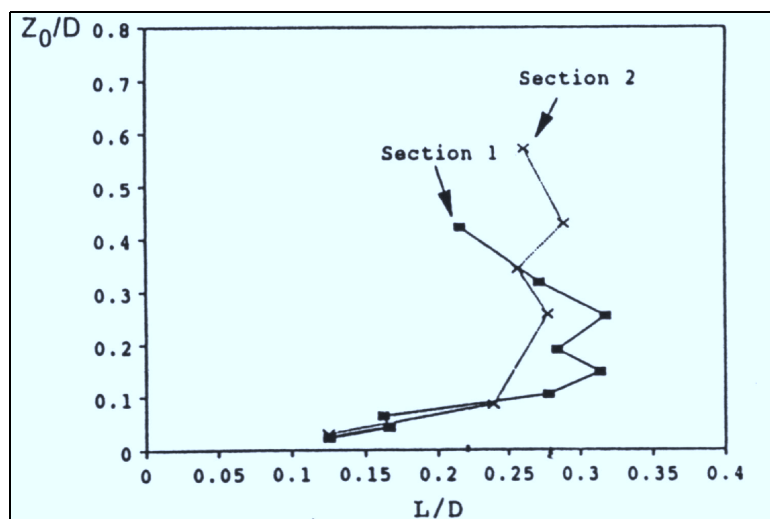


Figure 1.14. : Echelle intégrale en fonction de la profondeur (Pedersen et al, 1998)

Alors qu'ils ne font pas la distinction entre phase de crête et de creux, Tcheukam-Toko (1997) y fait allusion. En étudiant la structure de l'écoulement généré par la houle sur fond plat par Vélocimétrie Laser, il montre l'existence d'une dissymétrie du terme  $\overline{uw}$ . Loin du fond, il suit une évolution dont la fréquence est double de celle de la houle ce qui tend à montrer l'influence de la houle sur l'organisation de la turbulence au sein de la colonne d'eau.

Cette particularité est aussi confirmée par les travaux expérimentaux d'Arsié (1998). On lui doit les premières mesures, là aussi par Vélocimétrie Laser, permettant de mettre en évidence un comportement particulier de l'échelle intégrale de turbulence en fonction du temps (figure 1.15).

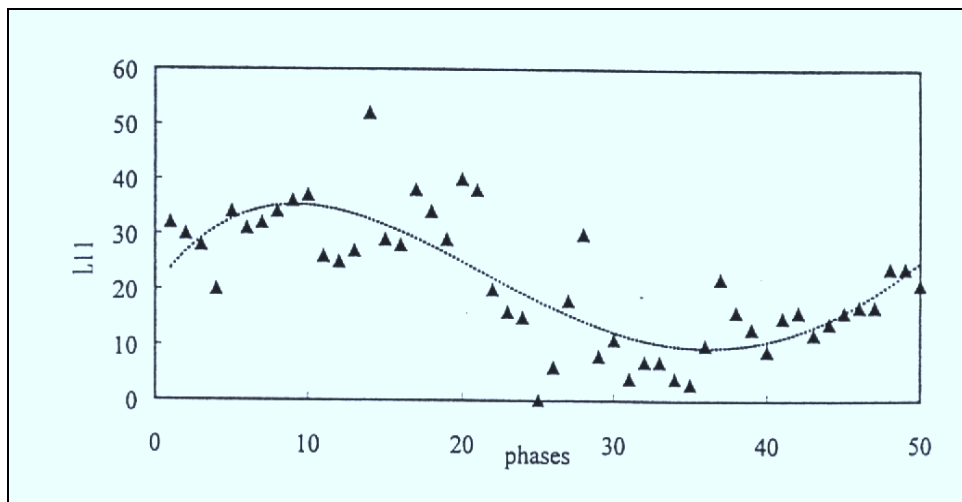


Figure 1.15. : Echelle intégrale en fonction de la phase de la houle (Arsié, 1998)

Il apporte des informations quantitatives et qualitatives sur la hiérarchisation de la turbulence et le rôle de la surface libre. Le résultat essentiel est que la taille des structures énergétiques dépend de la phase de la houle et qu'elle peut varier d'un facteur 1 à 4.

#### 1.4.2.3. Synthèse

L'étude de la structure de la turbulence dans un écoulement périodique à surface libre nous permet de mettre en évidence plusieurs particularités :

1. La périodicité de l'écoulement conduit à des phénomènes bien distincts de ceux mis en évidence pour l'écoulement permanent pour les quantités de matière remises en suspension ;

2. La houle entraîne une variation temporelle de quantités telles que les corrélations de fluctuations de vitesses ou bien l'échelle intégrale de turbulence. Or, celles-ci influent directement sur le transport sédimentaire.

Cependant, en milieu océanique, la houle et le courant sont superposés et agissent simultanément. La combinaison de ces effets conduit à des phénomènes bien plus intenses que lorsqu'il n'y a qu'un seul qui agit (interactions non linéaires).

### **1.4.3. Superposition de la houle et du courant**

#### **1.4.3.1. Introduction**

En milieu océanique, l'action de la houle se conjugue souvent à celle du courant. Ce couplage est le facteur essentiel capable de mettre en mouvement les particules sur le fond (charriage, saltation) ou de les transporter (suspension) au sein de la colonne fluide (figure 1.16).

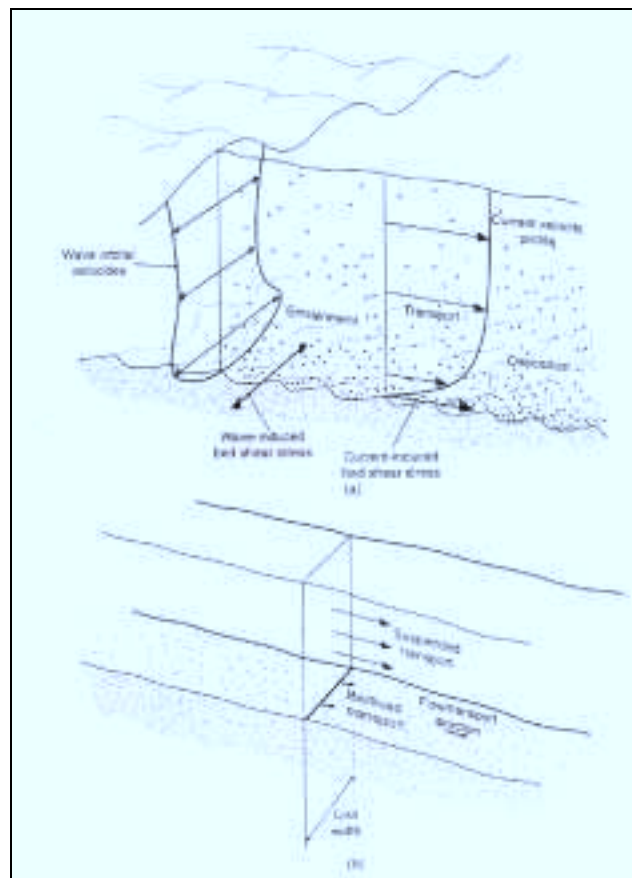


Figure 1.16. : Processus de transport sédimentaire, houle et courant superposés (Soulsby, 1997)

Dans le processus physique de l'interaction turbulence/particules et dans ce type d'écoulement, le rôle de la houle serait plutôt diffusif alors que celui du courant serait plus lié au transport des matières. C'est l'une des raisons pour lesquelles la combinaison des deux entraîne des phénomènes beaucoup plus intenses qu'en présence d'un seul. De même, si on considère la somme des actions inhérentes à chaque écoulement, elle est toujours inférieure à ce qui est réellement constaté. Il s'agit donc d'interactions non linéaires et les paramètres fondamentaux qui les gouvernent sont la période et l'amplitude de la houle ainsi que la vitesse du courant.

Les enjeux relatifs à la compréhension de ces mécanismes sont considérables et nombreux : devenir des matériaux arrachés au fond (re-déposition, transfert vers le large ou la côte), dispersion des sédiments contaminés par les effluents, formation de zones d'érosion ou d'accrétion, envasement des chenaux ou ensablement des estuaires (Le Bot et al, 2000), problème de turbidité des eaux (Hanes et Dompe, 1995)... A l'intérieur de ces processus, la turbulence est un facteur d'intensification des échanges aussi bien au voisinage du fond qu'à proximité de la surface libre.

Ce genre de problème d'interactions peut être abordé selon les trois points de vue que nous avons déjà évoqués : mesures de terrain, calculs numériques et expériences de laboratoire.

- L'approche *in situ* est possible grâce à l'utilisation d'appareils de mesures adaptés (courantomètre électromagnétique, capteurs de pression, piège à sédiments). Elle présente plusieurs inconvénients comme une quantification approximative des volumes de sédiments déplacés, une comparaison délicate avec les théories existantes (Levoy et al, 1994) et une difficulté à transposer les résultats d'un site à l'autre. Par contre, elle peut permettre d'isoler certains paramètres dominants tels que la période ou l'amplitude de la houle ;
- Du point de vue numérique, les modèles sont surtout basés sur des hypothèses de viscosité turbulente ou de longueur de mélange. Des modèles existent aussi pour étudier l'hydrodynamique de l'écoulement en tenant compte de la configuration (forte ou faible houle, avec ou sans courant). Ils présentent l'inconvénient majeur de ne pas permettre de prendre en compte le phénomène physique de l'interaction et d'être sensibles à des conditions particulières (Galland, 1996) ;
- Les mesures en laboratoire sont en développement. Elles conduisent à des résultats intéressants sur la structure de la turbulence dans toutes sortes d'écoulements. De même, elles ont permis de mieux décrire la structure de la couche limite dans le cas de l'interaction

houle/courant (Tcheukam-Toko, 1997) et de mettre en avant le besoin d'une approche par phase. Grâce aux moyens de mesures sophistiqués tels que la Vélocimétrie Laser, l'expérimentation nous renseigne précisément sur les phénomènes physiques. Toutefois, il n'existe pas encore d'études traitant clairement de la caractérisation et de la structure de la turbulence au sein de la colonne fluide dans un écoulement de houle et courant associés.

Nous allons maintenant nous appliquer à mettre en évidence l'importance des études en canal pour traiter des processus physiques de l'interaction turbulence/particules dans le cas houle + courant. La part non négligeable du transport sédimentaire par suspension sera mise en évidence par l'intermédiaire de phénomènes intermittents et intenses. En gardant en mémoire les résultats présentés dans les parties 1.4.1 et 1.4.2, cette partie doit nous amener à mieux comprendre l'objectif de notre étude. Enfin, nous reviendrons sur le rôle de la houle et sur celui du courant dans la dernière partie de ce chapitre.

#### 1.4.3.2. Nécessité de l'expérimentation pour l'étude de l'interaction houle/courant

Les actions conjuguées de la houle et du courant peuvent avoir des répercussions importantes sur l'environnement. Dans le cas de la baie de Cleveland en Australie, cette combinaison d'actions a tout d'abord entraîné, sous l'action de la houle, la remise en suspension de sédiments issus d'un site de dépôt de dragage. Sous l'effet du courant, ceux-ci ont ensuite été transportés avant de se re-déposer sur un récif corallien entraînant sa destruction. A la suite de ce constat, et pour comprendre les raisons qui ont conduit à ces effets, Jing et Ridd (1996) ont procédé à des mesures de concentration de sédiments en suspension sur ce site. Les résultats, corrélés aux paramètres de houle et de courant enregistrés, montrent que :

1. Les plus fortes houles sont à l'origine des remises en suspension les plus intenses : la période de la houle est donc le paramètre qui gouverne ces mécanismes ;
2. Les faibles profondeurs sont plus propices pour mettre en mouvement les particules à cause de l'augmentation de la contrainte de cisaillement sur le fond ;
3. Le rôle principal du courant est de transporter les particules en suspension : cela est mis en évidence particulièrement lors des phénomènes de renverses de la marée.

Dans un ordre d'idée comparable, Wolf et Prandle (1999) étudient les influences mutuelles de la houle et du courant. Ce travail de terrain, opéré à l'aide d'outils de mesures classiques (courantomètre électromagnétique et capteurs de pression) montre dans un premier temps que l'effet de la houle disparaît au delà de cinquante mètres de profondeur. Ensuite, l'augmentation de la contrainte de cisaillement qu'elle provoque conduit à une diminution de la vitesse des courants. Enfin, la période et l'amplitude de la houle sont modulées par la présence de ces courants.

Toutes ces études de terrain montrent que seul l'aspect quantitatif des choses est abordé et encore parfois de façon imprécise. Pour des raisons pratiques, on ne peut pas s'intéresser aux phénomènes propres de l'interaction houle/courant et à la structure de la turbulence. En effet, les appareils de mesure sont assez volumineux et sources de perturbation pour le milieu environnant. De plus, les effets tridimensionnels compliquent l'analyse.

Toutefois, dans ses recherches, Hanes (1988) analyse à nouveau des données de terrain obtenues à l'aide du suivi de traceurs. Il montre en particulier que la houle produit des échelles spatiales et temporelles dominantes qui n'existent pas en domaine fluvial pour lesquels le transport par charriage est privilégié. Il montre que si les phénomènes intermittents et brefs ne sont pas intégrés pour l'analyse des résultats, ils peuvent biaiser les conclusions dans la mesure où les fluctuations de vitesse et de concentrations sont corrélées. D'autre part, selon lui, la part du transport en suspension est accrue par l'oscillation de la surface libre. Ces conclusions viennent contredire celles de Kumar et al. A partir d'une analyse moyennée, celui-ci soutenait que le transport sur le fond prévalait au détriment de la suspension.

L'approche numérique est assujettie aux résultats de l'expérimentation pour « caler » les modèles. De plus, ils reposent sur des approches par moyenne temporelle et non plus par phase. Compte tenu de la remarque évoquée ci-dessus, on imagine bien qu'il s'agit d'un frein quand à la validité de ces modèles. Soulsby (1997) montre ce désavantage en mentionnant que ces outils numériques, bien qu'à l'origine de certaines avancées pour le calcul des profils de concentration par exemple, restent quand même limités au niveau de l'interprétation des résultats. Ils sont de plus liés à des hypothèses ou à des paramètres tels que la taille des grains ou la température de l'eau et s'appuient sur des données expérimentales pour leur validation.

L'intérêt des approches de laboratoire est d'apporter des informations sur l'ordonnancement de la turbulence au sein de la colonne fluide en présence de houle et de courant. Cet apport peut se faire par le biais du développement des techniques de mesures

optiques telles que la Vélocimétrie Laser et la Vélocimétrie par Imagerie de Particules qui offrent de fortes garanties en terme de résolutions spatiale et temporelle. Ces outils doivent permettre une approche par phase du problème et non plus en moyenne sur une période de manière à prendre en compte les évènements aléatoires ou discontinus existants.

#### 1.4.3.3. Synthèse

Les informations tirées de cette partie montrent la complexité des phénomènes intervenants lorsque la houle et le courant sont combinés. Les interactions non linéaires existantes compliquent les études de terrain et ne permettent pas de quantifier précisément le rôle et l'influence de chacun de ces écoulements, même s'il est acquis que celui de la houle est diffusif alors que celui du courant est convectif car responsable du transport des matières. S'il n'est pas envisageable d'étudier directement, c'est-à-dire in situ, et numériquement les processus physiques de l'interaction turbulence/particules dans le cadre d'un écoulement houle + courant, les mesures en laboratoire doivent apporter une contribution dans ce domaine grâce aux outils de mesures perfectionnés existants.

### **1.5. CONCLUSIONS**

L'objet de ce premier chapitre était de positionner le problème au centre de notre étude, à savoir la détermination de l'influence de la surface libre sur les échelles de turbulence.

Dans la première partie, nous avons présenté la notion de turbulence au travers de ses propriétés et mis en avant les enjeux par rapport à notre travail. Ceux-ci sont principalement liés aux mécanismes du transport sédimentaire et plus précisément dans le concept de l'interaction turbulence/particules.

La seconde partie nous a permis de mener une description plus théorique de la turbulence et de décrire les moyens techniques de traitement des données permettant de séparer le champ turbulent du champ moyen. Nous y avons aussi montré la nécessité de recourir à l'expérimentation dans ce domaine.

Pour analyser les effets de la surface libre sur la structure de la turbulence, il est important de travailler sur une configuration expérimentale bien définie. La turbulence de grille répond à ces conditions et fait l'objet d'une présentation générale dans la troisième partie de ce chapitre.



Dans le dernier paragraphe, nous nous sommes intéressés aux processus physiques de l'interaction turbulence/particules pour trois types d'écoulements distincts. Dans le cadre du courant continu et en terme de transport de particules en écoulement turbulent, il a été montré qu'on ne pouvait pas dissocier la taille des structures turbulentes de celles des particules. Ensuite, nous avons souligné le fait que dans un écoulement périodique, les dimensions spatiales des échelles de turbulence variaient en même temps que la surface libre. Enfin, lorsque houle et courant sont superposés, il n'existe pas, à notre connaissance, de travaux faisant état et caractérisant les structures turbulentes de façon précise, ce qui justifie ce travail et le recours à l'expérimentation.

Le second chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental, à la technique d'acquisition des données et à la méthode de traitement. L'optimisation du dispositif expérimental est réalisée en tenant compte de travaux précédents de manière à éviter des problèmes de mesure et d'interprétation.

# **CHAPITRE 2**

## **DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL, ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNÉES**

Ce deuxième chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental, de la chaîne d'instrumentation, de la technique d'acquisition et du traitement des données.

Dans un premier temps, nous décrivons les installations du Groupe Mécanique des Fluides qui nous ont servi aux essais. Nous présentons le canal à houle et/ou courant ainsi que les éléments constitutifs du dispositif expérimental. Nous définissons également les conditions d'utilisation ainsi qu'un repère pour les mesures.

La seconde partie de ce chapitre porte sur la description de la chaîne d'instrumentation. Elle concerne tout d'abord, le principe de mesure des profils de surface libre par sondes résistives puis la Vélocimétrie Laser qui fait l'objet d'une attention toute particulière. Nous décrivons le principe de cette technique de mesure non intrusive et abordons des notions plus théoriques comme la caractérisation d'un faisceau laser et le problème du croisement de deux faisceaux (interférence). Les propriétés de notre système de mesure sont données ainsi que les difficultés liées à la mesure. Le dispositif employé pour la détermination des corrélations sera également décrit.

L'acquisition et le traitement des données (obtention des moyennes et des fluctuations de vitesses) font l'objet de l'avant dernière partie. Les cas de l'écoulement permanent (courant continu) et non permanent (houle + courant) sont dissociés. Les méthodes d'analyse des mesures sont détaillées dans les deux cas. Une description approfondie relative à la séparation des contributions moyenne et fluctuante du champ instantané des vitesses est présentée.

Enfin, une conclusion est donnée à la fin de ce chapitre.

## **2.1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

### **2.1.1. Le canal à houle et/ou courant**

Le canal à houle et/ou courant du laboratoire dans lequel nous avons fait les essais a une longueur  $L_c$  de 16,5 mètres, une largeur  $l_c$  de 0,5 mètre et une hauteur utile  $h_c$  de 0,7 mètre. Il permet de simuler de nombreuses conditions de houle. En effet, une hauteur d'eau allant jusqu'à 0,4 mètre est disponible tout en faisant varier la longueur d'onde de la houle entre 1 et 4 mètres.

Il se compose de onze parois en verre épaisses de 10 centimètres, d'une longueur de 1,5 mètres pour une hauteur de 1 mètre. Chaque vitre est siliconée sur une armature métallique rectangulaire de même dimension, ce qui assure l'étanchéité.

Les parois transparentes donnent la possibilité d'utiliser des appareils de mesure optiques comme la Vélocimétrie Doppler Laser ou de réaliser des visualisations (par nappe laser) enregistrables à l'aide d'une caméra vidéo classique.

Le fond du canal est constitué de plaques de P.V.C de 20 mm d'épaisseur. Comme pour les vitres, ce sont des joints de silicone qui assurent l'étanchéité. Dans sa partie centrale et sur une longueur de 12 mètres, le fond est surélevé de trente centimètres pour en faciliter l'accès principalement lorsque des sédiments y sont introduits.

L'ensemble de cette installation repose sur des poteaux métalliques de 0,5 mètre de haut. Cette disposition permet de placer sous le canal une conduite circulaire dont le diamètre intérieur est égal à 0,315 mètre. Elle est en P.V.C haute pression et reliée à la partie principale par deux coudes à 90°. L'un d'entre eux constitue le coude d'aspiration de la pompe. Nous pouvons ainsi obtenir un circuit fermé (écoulement permanent ou courant continu).

La figure 2.1.a présente une vue d'ensemble du hall d'expérimentation :

- A gauche, on note la présence du second canal à houle (bleu) où des essais relatifs aux études sur l'action de la houle sur des structures portuaires, sur les couches limites au voisinage de cylindre sont effectuées (Chevalier, 2000 ; Rousset, 2000 ; Mouazé, 2001) ;
- A droite, il s'agit du canal orange où nos essais ont été conduits. Dans ce canal, des sédiments peuvent être placés afin d'étudier l'influence de divers paramètres tels que la période de la houle, la profondeur d'eau sur le transport sédimentaire, les phénomènes d'érosion de plages sous l'action de la houle et/ou du courant ou bien encore les phénomènes de chasse de barrage. La partie centrale du canal est montrée sur la figure 2.1.b.



Figure 2.1.a. : Hall d'expérimentation



Figure 2.1.b. : Canal à houle et/ou courant

### 2.1.2. Le batteur à houle

La houle est générée par un batteur à houle de type piston (figure 2.2). Il est constitué d'une pale plane verticale, animée d'un mouvement périodique par l'intermédiaire d'un moto réducteur à courant continu asservi par une dynamo tachymétrique. La vitesse de rotation du moteur et l'amplitude du mouvement de la pale (excentricité) sont contrôlées par un variateur et un plateau excentrique. Ses capacités nous donnent accès à des périodes de houle ( $T$ ) comprises entre 1 et 2,5 secondes et des hauteurs crête/creux de vagues ( $H$ ) pouvant atteindre une petite dizaine de centimètres. Pour les faibles profondeurs d'eau, la marche située à proximité du batteur affecte la propagation de la houle en la faisant déferler juste après celle-ci. Pour la profondeur considérée dans nos essais, ce problème ne se pose pas.

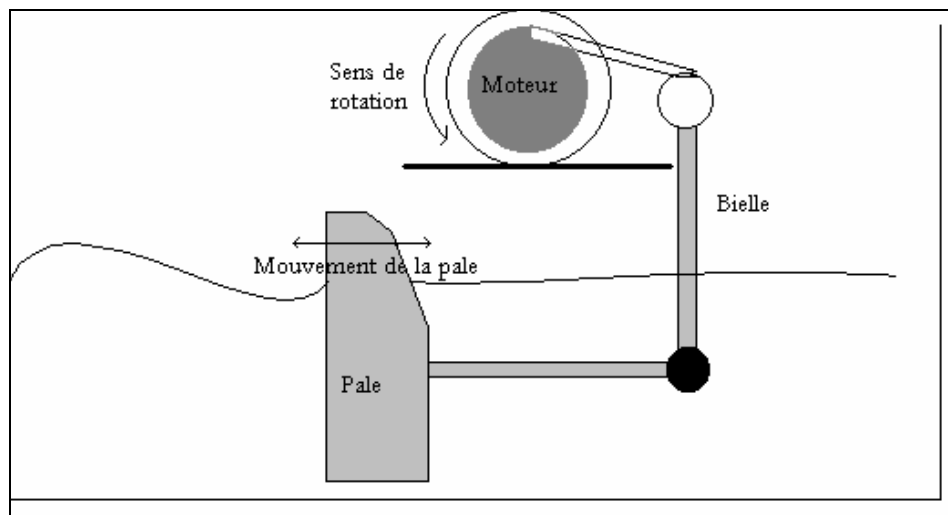


Figure 2.2. : Schéma du batteur

### **2.1.3. La pompe et le variateur**

La pompe est de type hélice (figure 2.3). Elle pompe l'eau en profitant du travail généré par les pâles de la roue à aubes (diamètre de 0,3 mètre). Elle est mise et maintenue en mouvement par un moteur asynchrone dont la puissance d'entraînement est de 18,5 kW. Le débit, la hauteur et la puissance absorbée par la pompe dépendent à la fois de la fréquence de rotation de la roue à aubes (jusqu'à 1460 tours par minute) et de l'inclinaison des pâles.

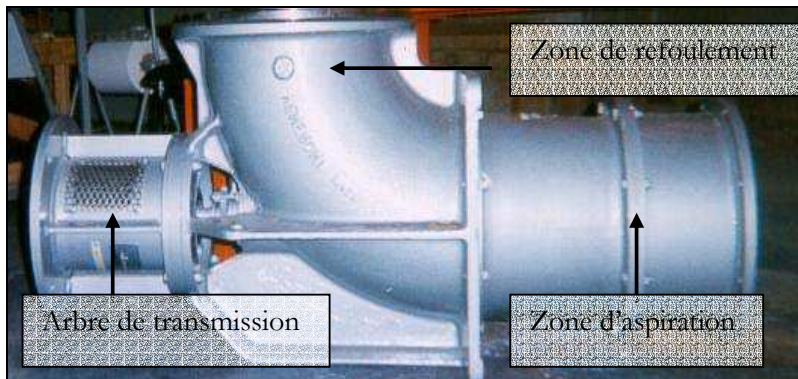


Figure 2.3. : Pompe hélice

Sur la figure 2.3, on aperçoit les zones d'aspiration et de refoulement ainsi que l'arbre de transmission de la pompe qui assure la liaison au moteur. Toutes les caractéristiques de la pompe (hauteur manométrique, rendement, puissance...) sont référencées dans une notice technique fournie par le constructeur.

Pour en faciliter l'utilisation, nous l'avons dotée d'un variateur de fréquence, ce qui permet de commander manuellement et graduellement la fréquence de rotation du moteur. La mise en route du moteur est progressive et la gamme des vitesses accessibles est plus large (jusqu'à plus de  $1 \text{ m.s}^{-1}$ ). Dans nos conditions d'utilisation ( $d=0,35 \text{ m}$ ), le débit volumique est de  $0,04375 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$ . Le potentiomètre assure une répétitivité des conditions similaires puisque sa sensibilité est voisine du pour-cent à la fréquence de rotation utilisée (hypothèse d'ergodicité).

### **2.1.4. Configurations d'utilisation**

L'association du batteur à houle et de la pompe hélice fournit trois régimes distincts d'écoulement :

⊕ Un écoulement permanent ou courant continu : seule la pompe fonctionne ; le fluide est aspiré d'un côté de la pompe et refoulé de l'autre. On travaille en circuit fermé ;

⊕ Un écoulement périodique (houle, annexe 1, page 190) : le batteur est mis en mouvement pour créer une oscillation périodique de la surface libre. La plage d'amortissement, placée à l'autre extrémité du canal évite les problèmes générés par la réflexion de la houle sur la paroi verticale du canal ;

⊕ la superposition du courant continu à la houle : les deux éléments sont mis en action simultanément. Il est possible d'inverser le sens de rotation des pales de la pompe pour avoir un courant se propageant, soit dans la même direction que la houle, soit dans la direction opposée.

### **2.1.5. Dispositifs annexes**

Pour optimiser les conditions d'écoulement, un cadre métallique biseauté est disposé au dessus du coude de refoulement de la pompe. Un filtre y est fixé de manière à atténuer les perturbations induites par la géométrie du dispositif. En effet, le fluide, expulsé par la pompe, a un mouvement vertical ascendant comparable à un jet vertical. Il crée des perturbations et des tourbillons dans la zone d'entrée du canal qui, sans ce dispositif, seraient amplifiées et se propageraient sur toute la longueur du canal. Son rôle est de les atténuer dès leur arrivée dans la veine mais également de rediriger l'écoulement. Des ailettes sont placées à l'intérieur des coudes. Elles empêchent l'intrusion d'air dans la conduite en P.V.C en brisant les vortex qui se forment au niveau de la surface libre du côté de l'aspiration.

De même, pour homogénéiser l'écoulement, nous avons disposé quelques mètres en aval du batteur sur la partie plate du fond du canal une structure en nid d'abeilles (figure 2.4.a-b). Elle est composée d'un assemblage de plaques en poly-carbonate alvéolé collées les unes aux autres. Les alvéoles ont une section carrée de 4,5 mm de côté. Elle mesure 50 centimètres de haut, 50 centimètres de large et 20 centimètres d'épaisseur. Son rôle est de diminuer l'intensité de turbulence en aval d'un obstacle. Ce dispositif est toujours utilisé dans le cas d'essais relatifs à l'étude de la turbulence de grille. Etant données ces caractéristiques, le nombre de Reynolds basé sur la taille des alvéoles et sur la vitesse de l'écoulement est inférieur à 1500 lorsque celle-ci est inférieure à  $0,33 \text{ m.s}^{-1}$ .



(a)



(b)

Figure 2.4.a-b. : La structure en nid d'abeilles

La structure en nid d'abeilles permet également de diminuer la composante verticale de la vitesse dans le cas d'un écoulement permanent. A l'aval, celui-ci possède donc une direction privilégiée et ses propriétés sont limitées à un plan, orthogonal à la direction de propagation. Enfin, une différence de niveau voisine du centimètre apparaît entre les faces amont et aval de la structure en nid d'abeilles. Ceci est dû à l'obstacle qu'il constitue.

### 2.1.6. La grille

Pour produire une turbulence de grille, nous avons vu dans le premier chapitre qu'il existait diverses configurations géométriques en fonction du type de barreaux (ronds ou carrés), de la solidité ou de la forme des perforations (circulaires, carrées ou rectangulaires). Habituellement, une grille à maille carrée est utilisée. La séparation des couches limites y est fixée quel que soit le nombre de Reynolds (Bailly et Comte Bellot, 1999). En conséquence, notre grille est formée par deux plans de barreaux à section carrée en duralumin, perpendiculaires entre eux et rigidifiés grâce à de petites vis (figure 2.5). Elle est fixée sur le fond du canal et reliée à la structure du canal par une traverse et des tiges filetées (tableau 2.1).

Caractéristiques de la grille	$d_b$ (m)	M (m)	$\sigma$ (solidité)
	0,006	0,033	0,33

Tableau 2.1. : Caractéristiques de la grille





Figure 2.5 : La grille

Le cadre de la grille, plus épais que les barreaux (1 cm contre 0,6 cm), a pour effet de créer une zone perturbée à l'aval de la grille. Elle sera mise en évidence et caractérisée dans le chapitre suivant en examinant les profils de couches limites aux parois.

### **2.1.7. La plage d'amortissement**

Pour absorber une partie de l'énergie de la houle incidente et ainsi la dissiper, une plage d'amortissement est installée à l'extrémité opposée du canal par rapport au batteur à houle. Sans la plage, la houle se propageant dans la veine d'essais serait totalement réfléchi par la paroi verticale pouvant entraîner, dans le pire des cas, un phénomène de clapotis parfait (superposition des ondes incidente et réfléchi, se propageant en sens inverse et ayant mêmes amplitudes). En fonction des applications, les types de plages d'amortissement varient :

- Un fond incliné plein en P.V.C entraîne le déferlement des vagues et donc la dissipation d'une partie de l'énergie de la houle (Chevalier, 2000) ;
- Une structure modulaire peut absorber une partie de l'énergie grâce à des filtres superposés. La porosité de ce dispositif permet au fluide de traverser (Tcheukam-Toko, 1997). Nous avons retenu cette seconde configuration dans la mesure où le retour du fluide vers la pompe doit être assuré (dans le cas houle + courant).

Notre plage d'amortissement est donc constituée d'un alignement de baguettes en P.V.C d'un centimètre de diamètre, accolées les unes aux autres, orientées dans le sens de propagation de l'écoulement. Sur celles-ci sont cousus deux filtres (un de type grillage de jardin et un autre analogue à celui placé sur le cadre). L'ensemble est rigidifié par un cadre en duralumin. Par ailleurs, la plage est inclinée d'un dix de degrés par rapport au fond pour optimiser la dissipation d'énergie (Vasselin, 1987). En écoulement permanent, elle n'est pas installée car on fonctionne en circuit fermé et le fluide est directement aspiré par la pompe.

### **2.1.8. Conditions d'utilisation et repère**

Pour l'ensemble des essais, la profondeur d'eau ( $d$ ) au repos est fixée à 0,35 mètre. Le nombre de mailles immergées est donc compris entre 11 et 12. Ce choix est un compromis entre les capacités du batteur et les dimensions de la veine d'essais. Nous tenons également compte du fait qu'une houle sera combinée par la suite à un écoulement par la suite. Avec cette hauteur d'eau, nous effectuons différents essais afin de déterminer une vitesse d'écoulement suffisante pour produire la turbulence. En revanche, elle doit être raisonnable pour empêcher une réflexion trop importante. Finalement, nous choisissons une fréquence de rotation de la pompe de 300 tours/minute (avec une précision d'un pour-cent), correspondant à une vitesse horizontale moyenne de référence  $\bar{U}$ , au centre de la veine, voisine de  $0,25 \text{ m.s}^{-1}$ . Le Reynolds de maille (éq. 2.1) vaut 8250. Cette valeur est significative d'un écoulement turbulent. Au cours de nos travaux, nous ne nous limitons pas à cette seule vitesse mais étudions aussi l'effet de son augmentation ou de sa diminution. Trois vitesses sont retenues (pour un  $Re_M$  compris entre 7425 et 10725).

$$Re_M = \frac{\bar{U}M}{\nu} \quad (2.1)$$

Afin de paramétrer notre approche, nous définissons un repère, noté  $(\vec{0}; \vec{x}; \vec{y}; \vec{z})$ . L'axe  $\vec{x}$  correspond à la direction de propagation de l'écoulement,  $\vec{y}$  est la direction transversale et  $\vec{z}$  désigne la verticale ascendante. Le trièdre  $(\vec{x}; \vec{y}; \vec{z})$  est direct. Dans chaque cas, l'origine se situera sur le fond du canal ( $z=0$ ). Dans la direction transversale à l'écoulement, l'origine  $y=0$  sera choisie sur l'axe au lieu du fond. Le choix de l'abscisse d'origine ( $x=0$ ) dépendra de la présence ou de l'absence de la grille lors des mesures. En l'absence de grille,  $x=0$  est prise dans le plan du

nid d'abeilles. En présence de la grille,  $x=0$  est prise dans le plan de la grille. Par la suite, un rappel sur le repère choisi sera mentionné dans chaque cas étudié.

La figure 2.6 présente une vue générale de l'écoulement avec le nid d'abeilles et la grille. Le sens de l'écoulement se fait de la gauche vers la droite.



Figure 2.6. : Ensemble du dispositif nid d'abeilles et grille

## **2.2. INSTRUMENTATION**

### **2.2.1. Les sondes résistives**

#### **2.2.1.1. Principe**

Les relevés de surface libre se font par l'intermédiaire de sondes résistives. Deux tiges en acier inoxydable, parallèles, sont alimentées par un moniteur de houle. Elles forment entre elles une résistance dont la valeur varie proportionnellement à la profondeur à laquelle elles sont immergées (figure 2.7). Nous disposons de deux sondes de surface libre dont la résolution est de l'ordre du millimètre. Elles permettent l'obtention d'informations sur l'amplitude de la houle ainsi que sur la composition spectrale des ondes. Pour cela, nous utilisons un programme de calcul à partir de la transformée de Fourier de la surface libre. Quand on détermine la surface libre indépendamment des vitesses, la fréquence d'acquisition peut être sélectionnée. Cette fréquence

est imposée par le logiciel BSA Flow (conception DANTEC, 1998) lorsque des données cinématiques sont acquises simultanément.

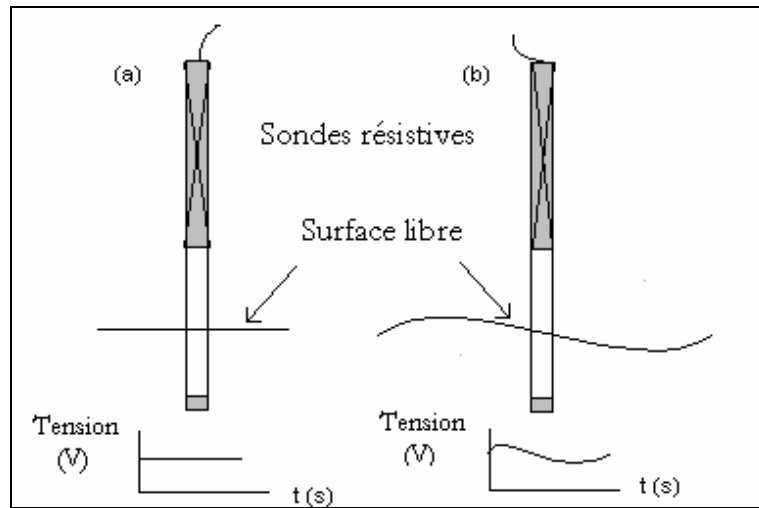


Figure 2.7. : Schéma de principe des sondes de surface libre

Dans le cas (a) où la surface libre n'évolue pas au cours du temps, la tension récupérée en sortie reste constante. Dans le cas (b) où la surface libre suit une évolution sinusoïdale en fonction du temps, la tension en sortie évolue proportionnellement.

### 2.2.1.2. Etalonnage

Cette technique de mesure de surface libre est simple à mettre en œuvre et ne nécessite qu'un étalonnage préalable. Il fournit la relation linéaire qui lie la cote de la surface libre  $\eta$  (en mètre) à la tension  $U$  (en volt) de sortie (équ. 2.2) :

$$\eta(m) = aU(V) + U_0 \quad (2.2)$$

Cet étalonnage consiste en trois relevés statiques (ou plus) de la surface libre correspondant à trois niveaux d'immersion différents des sondes. Le tracé de la profondeur d'immersion en fonction de la tension enregistrée détermine les termes  $a$  et  $U_0$ . La corrélation entre tension et cote de la surface libre sera appliquée aux données recueillies.

### 2.2.1.3. Spectres de houle

Pour obtenir la répartition spectrale des amplitudes et des énergies, nous faisons une acquisition des profils de surface libre à une fréquence de 32 Hz pendant une durée variable, correspondante au moins à une dizaine de vagues successives. La transformée de Fourier (FFT) du signal de tension enregistré montre que la houle générée par le batteur dans nos conditions d'utilisation est une houle monochromatique. En effet, la répartition de l'énergie de la houle se fait en majeure partie sur le fondamental du signal et très peu sur ses harmoniques.

## 2.2.2. Vélocimétrie Doppler Laser

### 2.2.2.1. Particularité de la houle

Depuis une trentaine d'années, le développement des nouvelles technologies, et des lasers en particulier, rend accessible la mesure des vitesses dans des écoulements de plus en plus complexes. Auparavant, il était utilisé essentiellement des instruments de mesure placés au sein même de l'écoulement (fil chaud, sonde double de Pitot...). Ces moyens d'acquisition présentaient l'inconvénient majeur d'être intrusifs, c'est-à-dire source de perturbations. Les conséquences n'étaient pas insurmontables dans le cas des écoulements permanents puisque la vitesse est constante au cours du temps. La perturbation était alors transportée par l'écoulement moyen. Par contre, dans le cas d'écoulements périodiques comme la houle, toute la difficulté résidait dans le fait de savoir si les mesures correspondaient soit à l'écoulement soit à la perturbation provoquée par l'outil de mesure et renvoyée sur celui-ci (figures 2.8.a-b). Cet effet pose problème notamment pour les écoulements turbulents (Arsié, 1998).

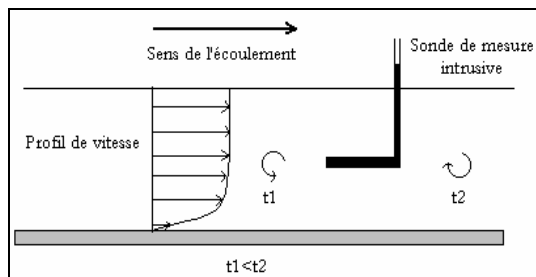


Figure 2.8.a : Propagation de perturbation  
cas de l'écoulement permanent

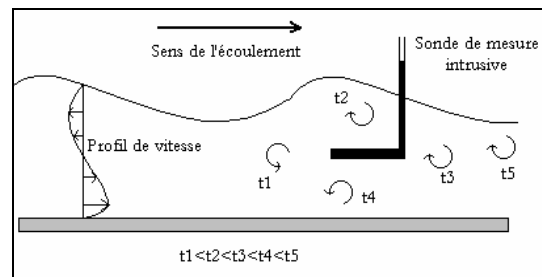


Figure 2.8.b : Propagation de perturbation  
cas de la houle

- La figure 2.8.a montre qu'une perturbation créée par la sonde à l'instant  $t_1$  est transportée par l'écoulement moyen et se retrouve plus tard l'aval à l'instant  $t_2$  ;
- Dans la configuration 2.8.b, la perturbation produite à l'instant  $t_1$  se propage en passant par des positions successives aux instants  $t_2$  à  $t_5$ . Ceci est dû au mouvement orbital des particules dans la houle. Il y a un problème lié à l'intrusion de la sonde de mesure dans l'écoulement justifiant l'intérêt de techniques non perturbatrices.

Pour éviter ces problèmes, les moyens de mesures utilisés pour nos essais en écoulement de houle sont non intrusifs. Des méthodes optiques sont régulièrement employées pour ne pas le perturber. A l'origine, elles résultent de l'application pratique du phénomène découvert il y a un peu plus d'un siècle, l'effet Doppler. Ce processus, « mis en lumière » par Doppler en 1842, a été théorisé plus tard par Fizeau. Il définit *la modification de fréquence d'ondes sonores ou lumineuses émises par une source en mouvement sur un observateur qui lui, est immobile*. L'apparition de tels moyens de mesure ne doit donc son essor qu'au développement de recherches sur les lasers depuis le milieu des années soixante. Les premiers chercheurs à formaliser cette application furent Yeh et Cummins (1964). Depuis quelques années, si la méthode de mesure n'a pas changé, dorénavant on ne se base plus uniquement sur l'effet Doppler proprement dit mais sur des temps de parcours de franges d'interférences issues de la superposition de deux faisceaux lasers. Grâce à ces apports, la mesure des vitesses dans les écoulements complexes turbulents soumis à de rapides et fortes fluctuations est réalisable. Il est également envisageable de l'étendre au cas des écoulements non permanents sans avoir à se préoccuper des problèmes décrits précédemment comme la création de perturbations dues à l'instrumentation (Bélorgey et al, 1987).

#### 2.2.2.2. Caractérisations des lasers

Les lasers sont des sources émettant de la lumière par émission stimulée (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*). Cette amplification est produite en réalisant une inversion de population atomique au niveau d'un milieu gazeux, parfois solide. Cette inversion est provoquée par une excitation extérieure optique ou électrique qui permet le passage d'atomes d'un niveau d'énergie  $E_1$  à un niveau d'énergie  $E_2$  plus élevé que  $E_1$ . Le retour au niveau le plus faible se fait en libérant un photon. En faisant intervenir un troisième niveau d'énergie  $E_3$ , supérieur à  $E_2$ , on peut réaliser une opération de pompage permettant l'inversion de population (figure 2.9). Cette stimulation se fait au détriment de l'absorption.

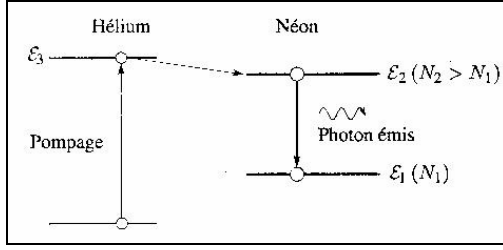


Figure 2.9. : Inversion de population : cas du laser Hélium-Néon (Pérez, 1996)

$N_1$  est le nombre d'atomes pouvant absorber un photon ;

$N_2$  est le nombre d'atomes pouvant émettre un photon

$$N_1 - N_2 < 0 \Rightarrow \text{inversion de population}$$

amplification de l'intensité de l'onde

Des cavités optiques composées de deux miroirs augmentent l'amplification grâce au phénomène d'interférence se produisant entre les ondes réfléchies sur les parois de la cavité. Les propriétés de la lumière issue d'un laser de longueur d'onde  $\lambda$ , de largeur spectrale à mi intensité  $\Delta\lambda_{1/2}$  et de vitesse de propagation  $c$  sont sa finesse, son intensité mais également ses longueur et durée de cohérence temporelle ( $L_{ct}$ ,  $\tau_{ct}$ ) ainsi que sa largeur de cohérence spatiale ( $l_{cs}$ ) :

$$L_{ct} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_{1/2}} \quad (2.3)$$

$$\tau_{ct} = \frac{L_{ct}}{c} \quad (2.4)$$

$$l_{cs} = \frac{\lambda}{\alpha} \quad (2.5)$$

( $\alpha$  est une caractéristique angulaire du système, Pérez (1996))

Le faisceau ainsi produit peut être entièrement défini par sa taille  $d_0$  et sa faible divergence ( $\alpha_d = \frac{4\lambda}{\pi d_0}$ ). Sa distribution d'intensité est gaussienne (figure 2.10) et son diamètre

$d(z)$  évolue selon la relation 2.6 :

$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + \left( \frac{4\lambda z}{\pi d_0^2} \right)^2} \rightarrow \alpha_d z \text{ si } z \rightarrow \infty \quad (2.6)$$

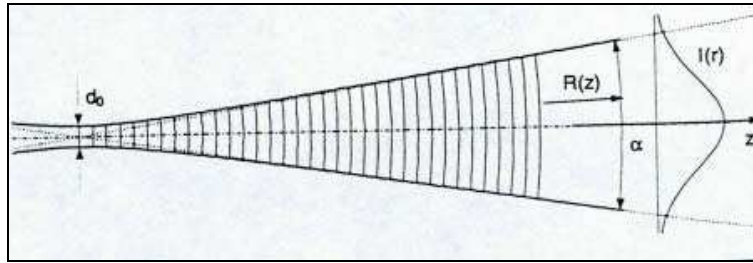


Figure 2.10. : Faisceau laser avec une distribution gaussienne (Dantec, 1998)

### 2.2.2.3. Principe de la Vélométrie Doppler Laser

Lorsque deux faisceaux de lumière monochromatique se croisent, un phénomène d'interférences apparaît, matérialisé par la formation de franges d'interférences (figure 2.11). Leur propriété essentielle est une périodicité spatiale qu'on appelle interfrange et qu'on note  $i$ . Son expression est donnée par la relation 2.7.

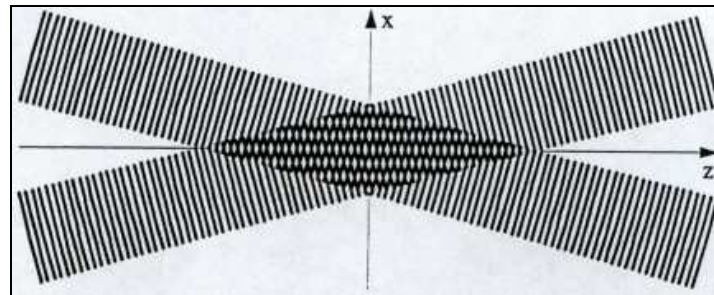


Figure 2.11. Franges d'interférences (Dantec, 1998)

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.7)$$

( $\theta$  est l'angle entre les 2 faisceaux)

Pour décrire simplement le principe de la Vélométrie Laser, on considère une particule en suspension dans un écoulement fluide quelconque, suffisamment petite et de masse négligeable pour supposer qu'elle se déplace à la même vitesse que l'écoulement. Si elle traverse la zone de l'écoulement où se forment les franges d'interférences, appelée volume de mesure, elle franchira alternativement une partie brillante puis une partie sombre. Il y aura donc une ré-



émission périodique de lumière. Sa périodicité  $T_d$  sera liée à la vitesse de la particule ( $u_x$ ) et égale au temps qu'il faut pour qu'elle passe d'une frange brillante à une autre. Si ce signal lumineux est recueilli, amplifié par des photomultiplicateurs puis analysé par un logiciel (pour le détail de ce traitement, on pourra se référer au manuel de l'utilisateur du logiciel), il sera alors possible de remonter jusqu'à la vitesse de la particule. Finalement,  $T_d$  et  $f_D = \frac{1}{T_d}$  s'écrivent :

$$T_d = \frac{i}{u_x} = \frac{\frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}}{u_x} = \frac{\lambda}{2u_x \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.8)$$

$$f_D = \frac{2u_x \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda} \quad (2.9)$$

En conséquence, la mesure de la fréquence de l'onde lumineuse renvoyée par la particule (fréquence Doppler) donne directement accès à la vitesse de la particule. Pour récupérer le signal qu'elle génère, il existe deux modes d'application :

- La diffusion avant : les optiques d'émission et de réception sont séparées et deux sondes sont nécessaires. L'une d'elles est placée d'un côté du dispositif expérimental et sert à émettre les faisceaux. L'autre, située en face de la première, perçoit la lumière renvoyée par les particules d'ensemencement. Dans cette configuration, les réglages sont longs et fastidieux puisqu'il faut s'assurer de l'alignement des sondes. Maison (1997) rend compte des difficultés inhérentes à ce système, surtout en terme d'aménagement et de flexibilité ;
- La diffusion arrière : selon la théorie de la diffusion de Lorenz Mie, la lumière émise par une particule en mouvement l'est dans toutes les directions. Cette propriété permet de surmonter la contrainte précédente. En regroupant les optiques de transmission et de réception dans un même ensemble, on évite d'avoir à aligner les optiques à chaque série de mesures. Notre dispositif expérimental repose sur ce type de fonctionnement.

#### 2.2.2.4. Caractéristiques de notre système

Nous disposons d'une source de lumière laser ion argon de marque « Coherent », modèle « Innova 306 ». Sa puissance maximale est de 6,5 Watts. Elle émet un faisceau de lumière cohérente qui est séparée en deux faisceaux de longueurs d'ondes  $\lambda_1 = 514,5$  nm de couleur verte et  $\lambda_2 = 488$  nm de couleur bleue par un système de prisme. Ceux-ci sont ensuite à leur tour chacun divisés en deux. A ce stade, nous avons donc deux paires de faisceaux (bleue et verte). Pour chaque paire, l'un des faisceaux est décalé en fréquence par rapport au premier au moyen d'une cellule de Bragg (bloc de verre avec un cristal piézo vibrant produisant des ondes acoustiques qui agissent comme une « grille optique »). A la sortie de la cellule de Bragg, on récupère ainsi deux paires de faisceaux comprenant chacune des faisceaux d'égales intensités mais de fréquences  $f_0$  et  $f_{\text{shift}}$  différentes. Ce décalage en fréquence permet de créer artificiellement un défilement des franges d'interférence rendant alors possible la détermination du sens de la vitesse. Les faisceaux sont ensuite focalisés dans des fibres optiques qui les guident instantanément vers la sonde laser qui comprend à la fois les optiques d'émission et de réception. Une lentille convergente (avec une distance focale de 500 mm) assure le croisement de chaque paire de faisceaux en un point bien précis, appelé volume de mesure, où se crée le réseau de franges d'interférences (figure 2.11). La mesure de la vitesse se fait alors suivant le processus précédemment décrit. Chaque paire de faisceaux permet de mesurer une composante de la vitesse. Nous accédons ainsi aux composantes horizontale (U) et verticale (V) de la vitesse.

La résolution spatiale de la mesure est liée à la taille du volume de mesure (figure 2.12). Elle est très petite, de l'ordre de  $10^{-9}$  m<sup>3</sup>, offrant ainsi au dispositif des capacités remarquables de finesse et de précision.

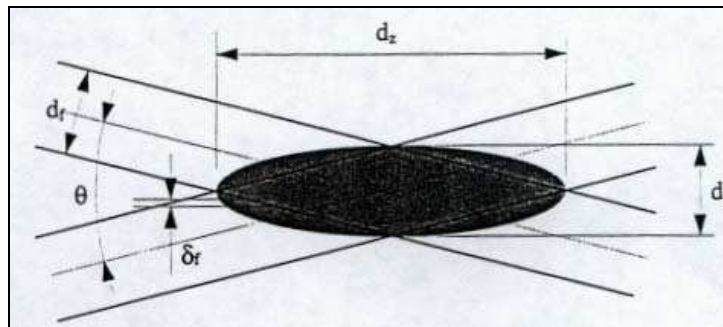


Figure 2.12. : Volume de mesure ellipsoïdal (Dantec, 1998)

Sa forme ellipsoïdale est due à la particularité géométrique des faisceaux laser. Leurs dimensions sont données par :

$$d_x = \frac{d_f}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad \text{hauteur} \quad (2.10)$$

$$d_y = d_f \quad \text{largeur} \quad (2.11)$$

$$d_z = \frac{d_f}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad \text{longueur} \quad (2.12)$$

Le nombre de franges d'interférence  $N_f$  est proportionnel à  $d_f$  et vaut :

$$N_f = \frac{2d_f}{\lambda} \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.13)$$

Le tableau 2.2 regroupe l'ensemble des propriétés optiques de notre système.

Faisceau	Bleu	Vert
$\lambda$ (nm)	488	514,5
Séparation (mm)	38	38
Focale (mm)	500	500
$\frac{\theta}{2}$	2,176 °	2,176 °
$d_x$ (mm)	0,1411	0,1488
$d_y$ (mm)	0,141	0,1486
$d_z$ (mm)	3,7137	3,9154
$i$ (mm)	0,006426	0,006775
$N_f$	22	22

Tableau 2.2. : Caractéristiques optiques de notre système de mesure

La figure 2.13 présente la source laser (Spectra-Physics, à droite) et le Fiber Flow (à gauche) dans lequel est implantée la cellule de Bragg. Entre les deux, nous avons placé le mesureur de puissance (indiquant 6,49 Watts). Au dessus du Fiber Flow, on distingue les quatre fibres optiques qui conduisent les quatre faisceaux à la sonde de mesure. Cette dernière repose sur la source laser. Au premier plan sur la gauche, on distingue les photomultiplicateurs dont le rôle est d'amplifier le signal lumineux collecté puis analysé par le logiciel.



Figure 2.13. : Système laser avec mesureur de puissance

La figure 2.14 montre la sonde laser. À droite, on retrouve la fibre optique et à gauche, la lentille qui focalise les faisceaux. La sonde est positionnée sur un support mobile orientable à  $360^\circ$  et qui peut se déplacer dans deux plans orthogonaux.

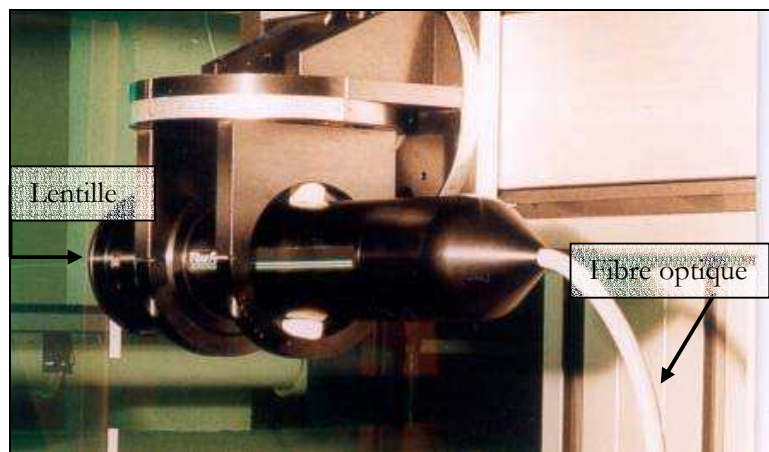


Figure 2.14. : Sonde laser

#### 2.2.2.5. Table de déplacement

La sonde laser est installée sur une table de déplacement conçue par la société DANTEC, visible en partie sur la figure précédente. Elle peut s'orienter dans trois directions de l'espace avec des amplitudes différentes suivant les axes. L'excursion la plus grande (0,8 m) se fait suivant l'axe longitudinal  $\vec{x}$ . Suivant  $\vec{y}$  et  $\vec{z}$ , l'amplitude autorisée du mouvement est de 0,6 m. La précision du pas de mesure est de 0,1 mm. Cela permet des mesures très précises de profils de couches limites. Pour nos besoins, seules deux directions de déplacement ont été nécessaires. Cet outil est disposé sur une table munie de roulettes garantissant un déplacement rapide et facile entre deux manipulations. L'ensemble est surélevé de manière à pouvoir travailler dans les deux canaux. Enfin, la commande de cette table est assurée par ordinateur et se fait à l'aide du même logiciel que celui d'acquisition des données.

Tout cela contribue à une adaptabilité remarquable du système d'acquisition à toute sorte d'études (couche limite sur le fond, champ de vitesses autour d'un cylindre, au voisinage d'une maquette simulant une digue ou une retenue...).

#### 2.2.2.6. Dispositif de mesure des corrélations

Par rapport à la spécificité de la mesure des corrélations spatiales, nous devons procéder à des modifications au niveau du dispositif optique. En effet, dans sa configuration classique (M.E.), il ne permet de mesurer que deux composantes orthogonales de la vitesse. Dans ce cas, les faisceaux sortant de la sonde sont alternés (figure 2.15.a). Si on considère que ces quatre faisceaux délimitent un carré en sortie de sonde, les faisceaux de même longueur d'onde sont en regard l'un vis à vis de l'autre par rapport à la diagonale de ce carré. Cette technique est utilisée dans le cas d'un écoulement permanent. En effet, elle permet de déterminer l'évolution spatiale et/ou temporelle (moyennant l'hypothèse de Taylor) de l'énergie cinétique de turbulence, point de départ pour l'estimation des échelles de turbulence.

Pour la mesure des corrélations (M.C.), il s'agit de déterminer la même composante de la vitesse en deux points distincts de l'écoulement. Il est donc nécessaire d'opérer une rectification au niveau du Fiber Flow qui consiste à intervertir deux fibres optiques de manière à ce que les faisceaux de même couleur se succèdent (figure 2.15.b). On mesure alors la même composante de la vitesse mais en deux points distincts séparés par une distance  $r$ .

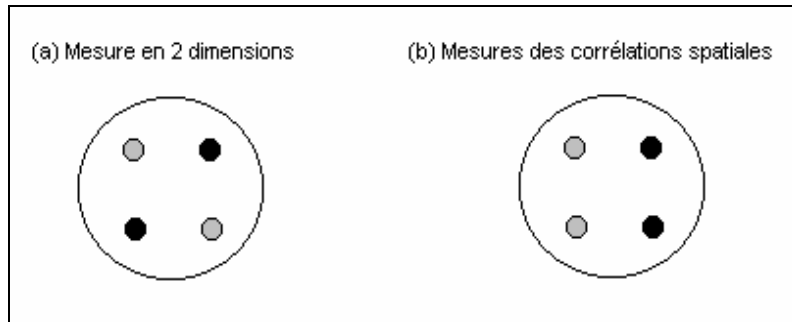
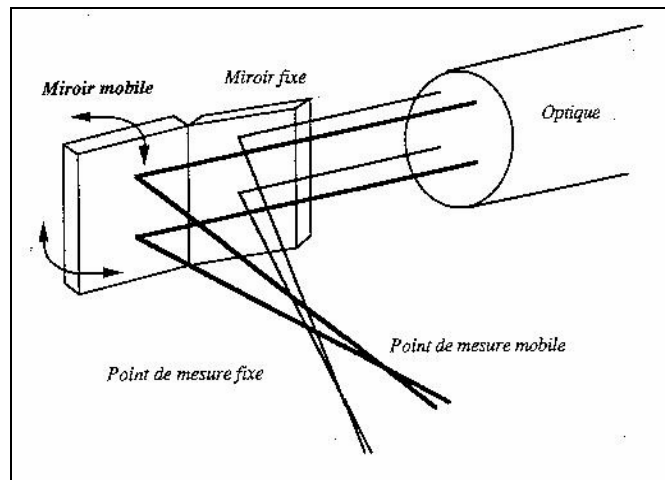


Figure 2.15.a-b. : Disposition des faisceaux à la sortie de la lentille

Dans cette configuration, les deux paires de faisceaux sortants sont parallèles et se croisent plus loin dans l'écoulement. Il ne reste plus qu'à insérer entre la sortie de la lentille et le volume de mesure un dispositif optique permettant de modifier l'écartement entre les deux volumes de mesure. Pour réaliser cette modification, nous utilisons le système présenté sur la figure 2.16.

Figure 2.16. : Dispositif expérimental pour la mesure des corrélations  
(Belmabrouck et Michard, 1998)

Il comprend deux miroirs. Le premier est fixe et le second mobile. Chaque paire de faisceaux sort de la sonde laser comme indiqué sur la figure 2.16 puis se dirige respectivement vers l'un des miroirs. Les deux faisceaux de chaque paire sont alors renvoyés à  $90^\circ$  par la même surface réfléchissante et focalisés au sein de l'écoulement, dont la direction est parallèle à la sonde laser. La variation de  $r$ , distance entre les deux volumes de mesure, est obtenue par modification de l'orientation et de l'inclinaison du miroir mobile qui s'effectue par l'intermédiaire de deux

molettes situées sur la face arrière du miroir mobile. Avec ce matériel,  $r$  varie dans une plage comprise entre 0 et 20 mm avec une résolution spatiale au dixième de millimètre.

La mise au point est délicate. L'alignement des trois éléments (sonde - miroirs - canal) est primordial. On notera que dans cette configuration, l'espacement entre les faisceaux composant chaque paire est changé mais cela ne modifie pas l'estimation du coefficient de corrélation qui est faite.

#### 2.2.2.7. Avantages de la Vélocimétrie Laser

La Vélocimétrie Laser présente beaucoup d'avantages par rapport aux autres méthodes de mesure. Hormis le fait que cette technique de mesure soit non intrusive, sa mise en place est rapide puisqu'elle ne nécessite aucun étalonnage préalable (hypothèse de linéarité et stabilité des ondes électromagnétiques). Elle n'est pas dépendante des conditions extérieures comme la température ou la pression. Elle offre d'excellentes résolutions temporelle et spatiale et permet la mesure dans des écoulements dont les vitesses peuvent varier du  $\text{mm.s}^{-1}$  à plusieurs  $\text{km.h}^{-1}$ . Par ailleurs, notre dispositif expérimental autorise une résolution jusqu'à des échelles dont la taille est donnée par 2.14 (Eriksson et Karlsson, 1995) :

$$\frac{d_m}{\eta_K} \leq 1 \quad (2.14)$$

Ainsi, avec les caractéristiques optiques de notre système nous pouvons mesurer toutes les échelles jusqu'à 0,15 mm.

Le seul « inconvénient » d'un tel outil concerne la maintenance. Les réglages optiques des faisceaux doivent être vérifiés régulièrement pour assurer une répartition gaussienne de l'intensité des faisceaux. De cette répartition dépend la précision des mesures et le taux de validation.

#### 2.2.2.8. Visualisations

Pendant les essais, nous avons réalisé des visualisations de l'écoulement à l'aval de la grille en adaptant un dispositif expérimental. Les parois transparentes du canal nous offrent la possibilité d'utiliser une caméra pour des enregistrements vidéo. Parmi les méthodes de

visualisation, nous avons opté pour une technique particulière qui consiste à filmer une nappe laser. Le schéma 2.17 reprend brièvement le principe du schéma de montage.

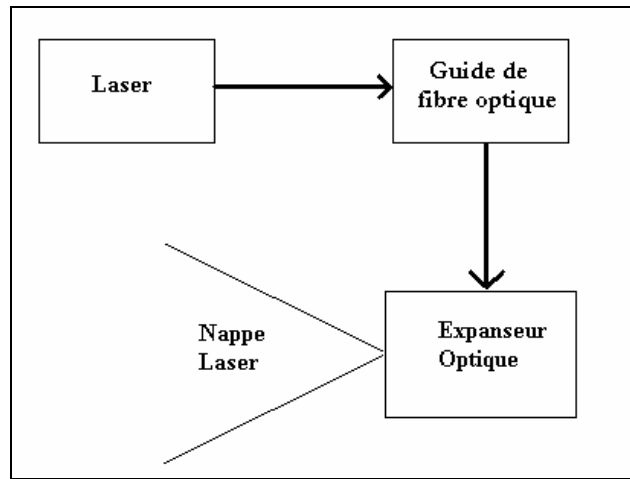


Figure 2.17. : Montage optique pour visualisation

En sortie de laser, une fibre optique à faible ouverture numérique guide le faisceau laser. Elle permet de transmettre une haute densité d'énergie. Le collimateur d'entrée est placé directement en face du laser. Après avoir réglé la collimation de la sortie du faisceau, la nappe laser est obtenue à l'aide d'un expenseur optique avec deux angles de sortie possibles à 20 et 40°.

Pour nos visualisations, nous avons été contraint d'installer ce dispositif sous l'eau à l'aval de la grille. Pour qu'il ne soit pas emporté par le courant ou soulevé par la houle, il est fixé sur un support pesant immobile.

## **2.3. ACQUISITION ET TRAITEMENT DES DONNEES**

### **2.3.1. Acquisition des données**

#### **2.3.1.1. Introduction**

Les données sont recueillies sur PC par l'intermédiaire du logiciel BSA Flow conçu par la société DANTEC. Ce logiciel complet permet l'enregistrement simultané des données de vitesses et de surface libre par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition analogique (8 voies). Les données de vitesses peuvent être ainsi recalées par rapport à celles de la surface libre.



La fonctionnalité de ce logiciel donne aussi accès à des paramètres comme :

- le temps de transit (Transit Time, TT) : temps mis par une particule pour traverser le volume de mesure ;
- le temps d'arrivée (Arrival Time, AT) : temps écoulé entre deux mesures successives ;
- la moyenne, la variance, l'écart type...

Ces renseignements sont intéressants en vue du traitement postérieur des données. Nous choisissons de mémoriser les deux premières informations (TT et AT) à chaque enregistrement. Concernant la moyenne, la variance et l'écart type, nous allons définir nous même leurs modalités de calcul. De ces caractéristiques dépend la détermination des échelles de turbulence. Il est donc important de présenter la méthode de calcul retenue. L'exploitation des résultats est exposée dans les chapitres suivants.

Comme l'acquisition des vitesses par Vélocimétrie Laser est aléatoire, on ne peut pas prédire à quel moment une particule traversera le volume de mesure. La fréquence d'acquisition dépend par exemple de l'ensemencement et de la configuration optique. Nous allons spécifier nos critères d'acquisition en distinguant le cas du courant continu de l'écoulement non permanent.

#### 2.3.1.2. Courant continu

Le cas du courant continu ne peut pas être traité de la même façon que l'écoulement non permanent. Il est nécessaire de définir les paramètres d'acquisition pour chaque type de configuration.

- durée de l'acquisition et nombre d'échantillons

Pour s'affranchir des problèmes liés au traitement statistique et éliminer les mesures erronées, l'acquisition doit se faire en respectant au moins les deux critères suivants :

1. la durée de l'acquisition doit être suffisamment longue devant les échelles de temps caractéristiques du système. Si cette première condition n'est pas respectée, on ne peut pas accéder à toutes les échelles de temps de l'écoulement et notamment les plus grandes ;

2. le nombre d'échantillons recueillis ( $N_e$ ) doit être assez important pour ne pas introduire des biais statistiques. Belmabrouck (1992) estime que 2000 est un nombre suffisant pour assurer la convergence des moments statistiques significative de la reproductibilité des mesures.

Par ailleurs, il faut tenir compte de la fréquence d'acquisition laquelle est subordonnée à la méthode de mesure. Empiriquement, les fréquences d'acquisition les plus grandes sont obtenues en ne mesurant qu'une seule composante de la vitesse. L'enregistrement se fait alors à chaque passage de particules dans le volume de mesure, sans aucune autre condition extérieure à celle imposée par le logiciel d'acquisition (franchissement d'un nombre minimal de franges d'interférence par exemple). En deux dimensions et en mode coïncidence, une condition supplémentaire est imposée par une fenêtre de coïncidence  $\tau_c$ . Cela signifie que, pour valider la mesure du couple (U,V) à un instant t, l'enregistrement de U soit suivi ou précédé de celui de V dans un délai inférieur à  $\tau_c$ . Le choix de ce laps de temps est fonction de la vitesse de l'écoulement, de la taille de l'interfrange mais doit quand même être ajusté de manière à conserver un taux de validation suffisamment élevé. De ce fait, le taux d'acquisition reste inférieur à celui qui correspond l'acquisition en mode aléatoire (U et V seraient tour à tour validées dès leur mesure par le logiciel). Malgré cela, il est toujours possible d'atteindre des fréquences d'acquisition de l'ordre de la centaine de Hertz. Nous y reviendrons par la suite.

Dans le cas de l'écoulement permanent, nous choisissons cette technique de mesure en deux dimensions. Les mesures de U et V se font en mode coïncidence (méthode énergétique, M.E.). Nous choisissons une durée maximale d'acquisition de 50 secondes et enregistrons 5000 échantillons. On suppose que cette durée est suffisamment importante devant les échelles temporelles de la turbulence. Ceci sera confirmé par la suite. Dans ce cas, les fréquences d'acquisition sont supérieures à 100 Hertz.

Ce choix est aussi conditionné par des études antérieures (Benedict et Gould, 1993 et 1996, ...). Il en ressort qu'un nombre minimal de 1000 échantillons est fondamental et qu'à partir de 3000, tout biais statistique peut être négligé. Au regard de leurs expériences, notre choix assure donc cette indépendance statistique entre les échantillons.

- Fenêtre de coïncidence

Son choix repose sur une méthode basée sur les temps de parcours moyens des particules dans le volume de mesure. On peut choisir des temps de coïncidence allant jusqu'à dix fois le temps de transit moyen sans affecter les mesures (Eriksson et Karlsson, 1995). Nous retenons

pour cette méthode et choisissons une fenêtre de coïncidence égale à 0,8 ms. Théoriquement, pour une vitesse moyenne d'écoulement de  $0,25 \text{ m.s}^{-1}$  et une longueur du volume de mesure de 0,15 mm, le temps de parcours moyen du volume de mesure est de 0,6 ms. Notre fenêtre de coïncidence est donc légèrement supérieure (Johns et al, 1986).

### 2.3.1.3. Superposition de la houle et du courant

Les conditions d'acquisitions sont à modifier. On se propose de les redéfinir ci-après.

- Durée de l'acquisition et nombre d'échantillons

Dans ce cas, nous procédons par la méthode des corrélations (M.C). Or, c'est de cette manière que les taux de validation sont les plus faibles. Le montage optique (figure 2.17) et les réglages qu'il implique occasionnent des pertes importantes d'informations qui affectent la réception du signal entraînant une baisse du taux de validation. De plus, la mesure de la corrélation spatiale nécessite le choix d'une fenêtre de coïncidence, condition plus contraignante par rapport à l'écoulement permanent. Elle ne doit pas être trop importante pour ne pas se retrouver dans le cas de corrélations temporelles mais ne doit pas non plus être trop faible afin de maintenir une validation suffisamment grande. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

Enfin, il existe des éléments qui peuvent altérer l'acquisition des données, indépendamment du système de mesure comme la propreté des vitres par exemple. Le canal ayant subi un déménagement et un remontage, il n'est pas exclu que des rayures invisibles à l'œil nu perturbent ponctuellement les mesures. Concernant l'ensemencement, nous avons veillé à ce qu'il soit continu et homogène.

En conséquence, pour la mesure des coefficients de corrélation, la durée de l'acquisition est allongée et atteint 70 secondes pour tenir compte des pertes d'informations sur le signal et de la diminution du taux d'acquisition qui chute aux environs de 50 Hz. Cette valeur n'est pas une limite. Eriksson et Karlsson (1995) ont travaillé avec des taux plus faibles (30 Hz) et avec des vitesses d'écoulements de l'ordre du  $\text{m.s}^{-1}$ . Le nombre d'échantillons n'est pas fixé uniformément. La durée d'acquisition de 70 secondes permet l'enregistrement d'un nombre de données satisfaisant. Cependant, il reste inférieur à celui d'Arsié (1998) mais l'auteur n'utilisait pas le même dispositif puisque travaillant avec deux sondes en mode rétro diffusion. Les pertes étaient donc moins importantes.

- Fenêtre de coïncidence

Il n'existe pas de critère défini pour fixer la durée de la fenêtre de coïncidence. La principale difficulté vient du fait que la vitesse moyenne de l'écoulement n'est plus constante mais variable dans le temps. De ce fait, nous décidons de la moduler en fonction de l'espacement entre les deux volumes de mesures pour optimiser le taux d'acquisition. Pour déterminer  $\tau_c$ , nous retenons par exemple le temps nécessaire pour aller d'un volume de mesure à l'autre en fonction de leur séparation pour les phases de crête et de creux. Ainsi, pour des vitesses horizontales de crête de  $0,35 \text{ m.s}^{-1}$  et de creux de  $0,05 \text{ m.s}^{-1}$ , les temps de passage d'un volume de mesure à l'autre s'étalent alors entre 8,6 ms (séparation de 3 mm, phase de crête) et 400 ms (séparation 20 mm, phase de creux). En revanche, les temps de transit sont toujours inférieurs à 5 ms. Cette plage de temps étendue nous amène à un compromis expérimental qui prend en compte tous ces paramètres. Finalement, cette fenêtre de coïncidence ne peut pas varier en fonction de la phase de la houle mais qu'en fonction de la séparation entre les deux volumes de mesures. Les valeurs que nous choisissons sont données dans le tableau 2.3. Dans la plupart des cas, elles sont supérieures à dix fois le temps de passage dans le volume de mesure mais elles seules permettent de garder une fréquence d'acquisition suffisante.

<b>r varie entre</b>	<b>Temps coïncidence (ms)</b>
0 et 3 mm	10
3 et 6 mm	20
6 et 9 mm	30
9 et 12 mm	40
12 et 15 mm	50
15 et 18 mm	60
18 et 20 mm	70

Tableau 2.3. : Temps de coïncidence

Grâce à ces choix, on conserve un taux d'acquisition satisfaisant bien que deux fois plus faible que celui retenu pour l'écoulement permanent. Si  $\tau_c$  diffère de ces valeurs, la fréquence d'acquisition chute. Nous verrons par la suite que  $\tau_c$  reste toujours inférieure à la durée d'une phase de houle.

### **2.3.2. Traitement des données : obtention des vitesses moyennes**

Comme nous l'avons fait pour définir les conditions d'acquisition des données dans chaque configuration d'écoulement, nous allons maintenant présenter pour chacune d'entre elles les moyens employés pour définir la vitesse moyenne, base de la décomposition de Reynolds.

#### **2.3.2.1. En courant continu**

La principale caractéristique d'un courant continu est sa vitesse moyenne constante au cours du temps ( $\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = 0$ ). Pour la calculer, l'hypothèse d'ergodicité peut être avancée. Moyenne d'ensemble et moyenne temporelle sont alors deux quantités équivalentes. Il suffit de sommer la totalité des vitesses instantanées et de diviser le résultat par le nombre de points acquis (éq. 2.15) :

$$\bar{U} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} U_i \quad (2.15)$$

Au cours des mesures, de grosses particules peuvent traverser le volume de mesure et perturber ainsi l'acquisition des données. La longue durée de l'acquisition permet d'éliminer ce genre de problème. Les « erreurs » de mesures se confondent dans la masse pour finalement passer inaperçues du point de vue de la valeur moyenne. On montre que l'écart entre la vitesse moyenne prise sur l'ensemble des échantillons et celle obtenue après un quelconque filtrage est insignifiant. Nous l'avons vérifié en appliquant à la valeur moyenne le filtrage utilisé pour calculer l'écart type (présenté par la suite). Les résultats démontrent que l'écart entre la vitesse moyenne calculée sans filtrage et celle calculée avec filtrage est inférieur à 0,5 %.

Ce choix est conforté par l'expérience de DeCroix et Gould (1998) et Benedict et Gould (1999). Ils estiment que les erreurs dues à l'instabilité du décalage de fréquence ne sont pas apparentes pour les moyennes tandis qu'elles auraient tendance à augmenter la variance. Cette remarque est surtout valable dans le cas d'écoulements à faibles vitesses moyennes et faibles taux de turbulence. Un filtrage des données pour obtenir la valeur moyenne n'est donc pas nécessaire dans la mesure où le nombre d'échantillons est suffisamment grand.

### 2.3.2.2. En écoulement de houle et courant superposés

Dans ce cas, la procédure est plus complexe. L'enregistrement des vitesses se fait sur 70 secondes. Cette durée correspond à un nombre conséquent de vagues (de 44 à 55 suivant la période de la houle). La technique employée se base dans un premier temps sur la superposition de toutes ces vagues pour ne retenir qu'une seule vague appelée la vague moyenne. Elle est ensuite découpée en intervalles de temps égaux, dénommés phases et dont le nombre ( $n$ ) dépend de la période de la houle. Nous choisirons  $n=16$  pour la période la plus petite ( $T=1,28$  s) et  $n=20$  pour les deux autres ( $T=1,36$  ou  $1,58$  s). Chaque phase de houle a donc une durée comprise entre 70 et 80 ms, donc inférieure à  $\tau_c$ . Sur chaque phase, on considère que le mouvement du fluide est uniformément accéléré ou décéléré. La vitesse devient donc une fonction linéaire du temps. Cela nous permet de tracer une droite dite de « régression linéaire » sur le nuage formé par l'ensemble des points de mesure correspondant à la phase étudiée. Cette droite définit la valeur moyenne de la vitesse sur la phase de houle en question (Marin et Bélorgey, 1993). Cette procédure demande plus de temps mais c'est la seule qui puisse être appliquée lorsqu'on travaille en présence de la houle.

### **2.3.3. Traitement des données : obtention des fluctuations et des écarts types des vitesses**

La différenciation entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent peut se faire en quantifiant le degré de fluctuations des vitesses par rapport à la valeur moyenne. Celui-ci est donné par l'écart type  $u'$  de la vitesse (éq. 2.16). Il est défini à partir de la fluctuation de la vitesse, écart à la moyenne de la mesure :

$$u' = \sqrt{\frac{1}{N_e} \left( \sum_{i=1}^{N_e} (U_i - \bar{U})^2 \right)} \quad (2.16)$$

L'estimation de l'écart type d'une série de données représentant une grandeur quelconque, en particulier la vitesse, nécessite des précautions particulières pour assurer un traitement rigoureux. En conséquence, nous présentons notre méthode de détermination de cette quantité dans le but de caractériser le plus justement possible la turbulence.

### 2.3.3.1. En courant continu

Il est nécessaire d'effectuer un filtrage des données. En effet, des erreurs de mesures peuvent fortement modifier la valeur de l'écart type (DeCroix et Gould, 1998). Nous devons donc éliminer la partie non représentative de l'écoulement. Pour cela, deux méthodes sont possibles :

- La méthode spectrale : on procède à partir d'un spectre étalon en considérant que la réponse spectrale d'un capteur sur lequel ne s'exerce aucune condition particulière correspond à la réponse d'un bruit à filtrer. Le filtrage s'effectue en soustrayant au spectre issu de la mesure le spectre étalon. Cette première méthode s'applique par exemple lorsqu'on travaille avec des capteurs de pression mais pas en Vélocimétrie Laser où il n'y a pas d'étalonnage (donc pas de spectre de référence) ;
- La méthode statistique : on considère que les valeurs s'écartant de plus de 2, 3 ou 4 écarts types de la valeur moyenne sont à éliminer (Benedict et Gould, 1993 ; Kassoul, 1998). Le choix n'est pas uniforme selon les auteurs et est laissé à la libre appréciation de l'expérimentateur. Ce traitement est simple à mettre en place et nous optons pour celui-ci. Les valeurs distantes de plus de 3 écarts types de la moyenne seront supprimées. La validité de cette seconde technique n'est assujettie qu'à une seule condition, en l'occurrence le nombre d'échantillons  $N_e$  minimal à recueillir. Des précautions ont été prises à ce niveau afin d'éviter tout problème. On montre également que, tant que le taux de filtrage reste inférieur à un pour-cent, il n'y a pas d'incidence sur la fonction d'auto-corrélation (Srikantaiah et Coleman, 1985). Cette condition est vérifiée sur quelques séries de données. Nous trouvons un pourcentage de données filtrées inférieur à 1 % pour la majorité des cas (valeur extrême de 2 % pour de rares exceptions).

D'autres processus de filtrage sont décrits par Benedict et Gould (1996). Par exemple, il peuvent se baser sur le temps de passage des particules à travers le volume de mesure. Lorsque le produit entre la vitesse de la particule et son temps de transit est supérieur au diamètre du volume de mesure, la mesure est éliminée (éq. 2.17) :

$$U_p \tau_{\text{transit}} > d_m \Rightarrow \text{filtrage} \quad (2.17)$$

Cette méthode évite de prendre en compte plusieurs fois une même particule dont la vitesse serait plus faible. Elle est intéressante mais délicate à mettre en œuvre et présente un inconvénient majeur. L'algorithme n'est pas sûr de ne supprimer que des données redondantes. Il se peut que certaines particules, ne traversant qu'une partie du volume de mesure, soient supprimées alors qu'elles ne devraient pas l'être.

#### 2.3.3.2. En écoulement de houle et courant superposés

On utilise le même processus pour déterminer la fluctuation de la vitesse mais on travaille phase par phase. Elle est prise comme la différence de la mesure par rapport à la valeur moyenne. Seul le processus de calcul de la vitesse moyenne change. On définit toujours la fluctuation comme l'écart à la moyenne. Le filtrage des données est aussi supprimé. L'écart type est toujours obtenu à partir de la relation (2.16).

#### 2.3.4. Exploitation des calculs

La vitesse moyenne permet d'accéder à la fluctuation. Cette dernière est essentielle pour le calcul de l'écart type. Celui-ci constitue la pierre angulaire de notre travail s'articule. Selon les cas de figure (écoulement permanent ou non), la méthode pour caractériser les échelles de turbulence diffère. On parlera de méthode énergétique (M.E.) pour l'écoulement permanent et de méthode des corrélations (M.C.) pour l'écoulement de houle et courant superposés. Nous rappellerons, dans les chapitres 3 et 4, les procédures de calculs qui conduisent aux échelles de turbulence. Pour l'écoulement permanent, nous serons également amenés à étudier la corrélation spatiale afin de comparer les résultats fournis par les deux méthodes.

### 2.4. SYNTHÈSE

Ce second chapitre nous a permis de décrire le dispositif expérimental, la chaîne d'instrumentation et de préciser les méthodes employées pour l'acquisition et le traitement des données.

Dans un premier temps, nous avons présenté l'ensemble de l'installation : le canal à houle et/ou courant, le batteur, la pompe et la grille, ensemble qui permet de générer la turbulence. Une



attention particulière est portée aux conditions expérimentales et aux précautions prises pour optimiser l'écoulement.

Ensuite, l'instrumentation a fait l'objet d'une description précise. Une grande part est consacrée à la Vélocimétrie Laser, outil indispensable à la caractérisation des écoulements turbulents. Les caractéristiques de notre système sont détaillées ainsi que les paramètres d'acquisition qui diffèrent suivant de la nature de l'écoulement.

Enfin, le dernière partie de ce chapitre nous a amené à présenter les techniques d'acquisition et de traitement des données. Nous avons pris soin de dissocier les deux types d'écoulements, permanent ou non en indiquant à chaque fois leur spécificité et la manière de les traiter du point de vue de la vitesse moyenne et de l'écart type.

Maintenant, nous allons présenter la première partie de notre étude expérimentale qui concerne l'écoulement permanent. Elle doit permettre d'aborder les effets de la surface libre sur la structure de la turbulence dans un cas simple.

# **CHAPITRE 3**

## **ANALYSE DE L'ECOULEMENT PERMANENT**

Ce troisième chapitre est consacré à l'analyse de l'écoulement permanent. Son objectif est à la fois de caractériser la structure de la turbulence produite par le passage du fluide au travers d'une grille à maille carrée mais aussi de mettre en évidence l'influence de la surface libre sur ses caractéristiques spatio-temporelles que sont les échelles de turbulence.

La première partie des investigations est l'examen de l'écoulement dans la veine d'essai en l'absence de grille afin d'en identifier les propriétés principales. Une étude des profils de couches limites à la paroi et sur le fond permet de préciser sa nature en fonction de ses épaisseurs de quantités de déplacement et de mouvement. L'objectif de cette analyse est de délimiter une région qui n'est pas perturbée par la présence des parois et de choisir le meilleur emplacement pour la grille.

La seconde partie de ce chapitre concerne la réalisation d'une étude détaillée du champ moyen de l'écoulement à l'aval de la grille. On s'attache à définir une zone d'étude dans laquelle ce champ moyen possèdera les propriétés d'axisymétrie et d'homogénéité par rapport aux axes du repère choisi. On précise aussi l'effet de la surface libre sur ce champ moyen.

S'ensuit la troisième partie dont l'objet est de caractériser le champ turbulent à l'aval de la grille. En particulier, nous isolons une région de l'écoulement possédant la propriété d'isotropie nécessaire pour que l'hypothèse de Taylor puisse être employée. Elle autorise le passage du domaine spatial au temporel, condition requise pour l'estimation des échelles de turbulence par la méthode énergétique. Les mesures réalisées à proximité de l'interface eau/air permettent enfin de discuter de son influence sur les fluctuations de vitesses. C'est dans cette zone également que l'étude du champ turbulent sous l'action de la houle et du courant a été entreprise dans le chapitre suivant.

Enfin, la dernière partie est consacrée à la détermination des macro échelles, micro échelles et échelles de Kolmogorov. Nous étudions en particulier leurs évolutions spatio-temporelles en fonction de la distance à la grille et mettons en évidence les influences de la surface libre et de la vitesse d'écoulement sur ces échelles.

Une synthèse des résultats est donnée. Elle permet de positionner nos résultats par rapport à ceux obtenus à partir d'études antérieures.

### 3.1. ETUDE DE L'ÉCOULEMENT NON PERTURBE

Dans cette partie, les mesures sont réalisées sans la grille. La structure en nid d'abeilles est placée deux mètres en aval de la sortie de pompe. Le repère d'origine est positionnée comme sur la figure 3.1. Il se situe dans le plan de la structure en nid d'abeilles, sur la face avale. L'origine des axes est située sur le fond, au centre du canal.

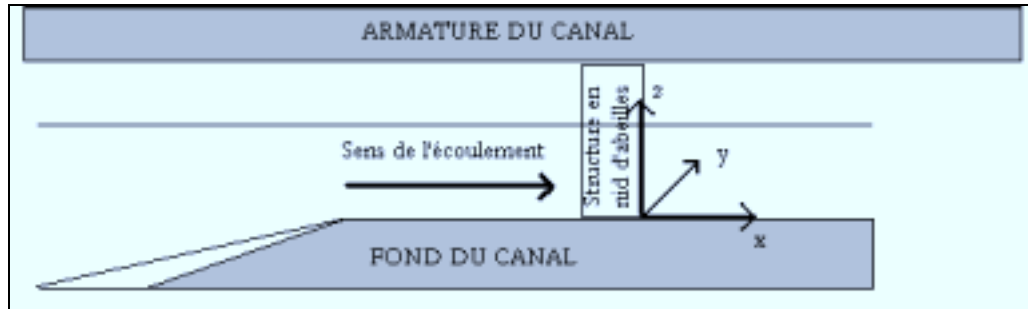


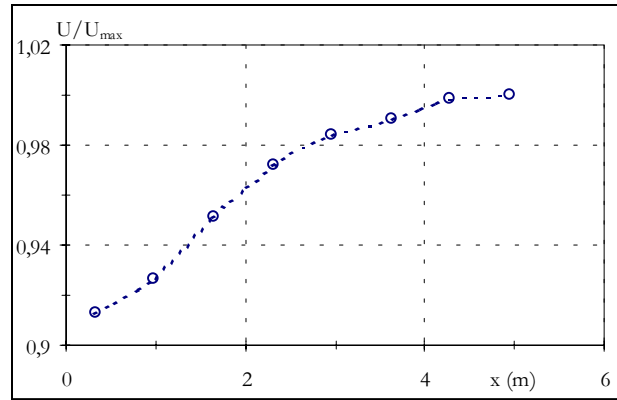
Figure 3.1. : Repère sans la grille

#### 3.1.1. Vitesse moyenne

Notre objectif est de définir un emplacement idéal pour la grille dans une région où l'écoulement est parfaitement établi. En effet, après le passage de la structure en nid d'abeilles, il se produit une légère dénivellation, source de perturbation pour la surface libre. Le but de cette première analyse est de savoir jusqu'où elle se propage. Pour cela, nous mesurons les composantes moyennes horizontale et verticale de la vitesse dans l'axe de la veine d'essais dans la direction  $\vec{x}$ .

##### 3.1.1.1. Composante horizontale

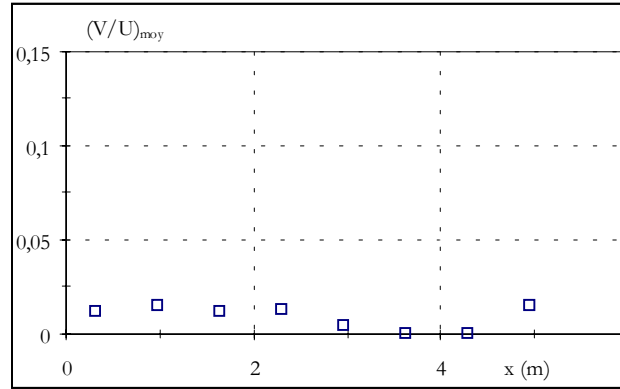
La première caractéristique de l'écoulement permanent non perturbé concerne l'évolution de la vitesse horizontale moyenne au centre de la veine en aval du nid d'abeilles. Lorsque la vitesse moyenne aura atteint 98 % de sa valeur maximale loin de la structure en nid d'abeilles ( $\bar{U}_{\max}$ ), nous considérons l'écoulement établi. La figure 3.2 présente l'évolution du rapport  $\frac{\bar{U}}{\bar{U}_{\max}}$  au centre de la veine, pour différentes sections à l'aval du nid d'abeilles en fonction de la distance  $x$  à celui-ci.

Figure 3.2. : Vitesse moyenne au centre de la veine ( $z/d=0,5$ )

Le rapport  $\frac{\bar{U}}{\bar{U}_{\max}}$  tend asymptotiquement vers 1 (figure 3.2). Lorsqu'on s'éloigne de la structure en nid d'abeilles, en particulier à partir de 2,3 mètres en aval, la vitesse moyenne atteint 98 % de sa valeur maximale. Elle se stabilise donc rapidement autour d'une valeur moyenne de l'ordre de  $0,25 \text{ m.s}^{-1}$ . Le gradient horizontal est faible. La variation de vitesse n'est que de  $0,0227 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $0,33 < x < 4,95 \text{ m}$ , soit un gradient  $\frac{\partial \bar{U}}{\partial x}$  inférieur à  $0,005 \text{ s}^{-1}$ . Cette augmentation négligeable de la vitesse est en partie due au dispositif expérimental (parallélisme imparfait des parois) mais aussi à la dénivellation de la surface libre qui permet l'écoulement. La diminution de la profondeur entraîne implicitement une augmentation de la vitesse par conservation des débits. Dans ce cas, la pente de la surface libre, proche de 0,01 mètre entre la structure en nid d'abeilles et cinq mètres en aval, est théoriquement responsable d'une augmentation de vitesse de l'ordre de 3 %, alors que l'accroissement mesuré est de 8 %. La variation de vitesse en aval de la structure se répartit pour une part sensiblement égale entre la réduction de la profondeur et le parallélisme « approximatif » des parois. Pour cette vitesse moyenne d'écoulement, le nombre de Reynolds de maille est  $Re_M = 8250$ .

### 3.1.1.2. Composante verticale

Pour vérifier la nature de l'écoulement, nous avons déterminé l'évolution de la vitesse verticale moyenne en fonction de la distance à la structure en nid d'abeilles (figure 3.3).

Figure 3.3. : Evolution de la vitesse verticale ( $z/d=0,5$ )

Cette figure illustre bien que l'écoulement possède une direction privilégiée. En effet, le rapport des composantes moyennes verticale et horizontale n'excède pas 1,5 % pour des distances  $x$  comprises entre 0,33 et 4,95 m. La vitesse verticale est donc négligeable devant la vitesse horizontale.

### 3.1.2. Intensité longitudinale de turbulence

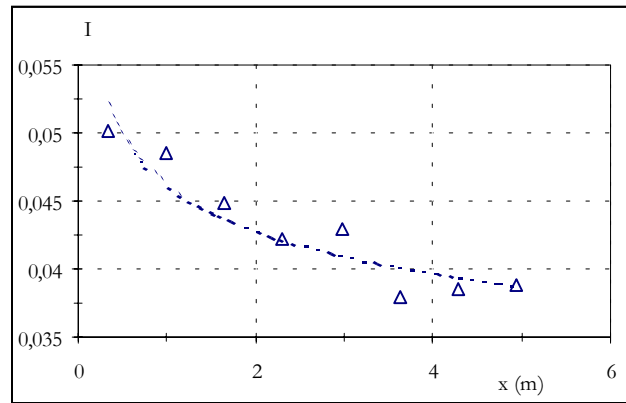
Dans le cas de l'écoulement non perturbé, l'intensité de turbulence  $I$  doit être aussi faible que possible pour que l'écoulement en amont de la grille soit peu perturbé. C'est le rôle de la structure en nid d'abeilles qui doit « relaminariser » les plus gros tourbillons formés avant.

Nous mesurons l'intensité longitudinale de turbulence en fonction de la distance à cet élément. La vitesse moyenne  $\overline{U}_p$  définie dans l'expression 3.1 correspond à celle mesurée à mi-profondeur au centre de la veine au point d'abscisse  $p$  ( $x_p ; 0 ; d/2$ ) :

$$I = \frac{u'}{\overline{U}} = \frac{u'}{\overline{U}_p} \quad (3.1)$$

Une intensité de turbulence élevée serait synonyme d'une grande dispersion des valeurs par rapport à la moyenne donc d'un écoulement perturbé. Au contraire, un écoulement laminaire est caractérisé par une intensité de turbulence faible (le cas idéal étant  $I=0$ ). On suppose qu'une valeur de  $I$  proche de 4 % est une valeur maximale pour pouvoir placer la grille de telle manière à considérer l'écoulement en amont comme non perturbé.

La figure 3.4 présente l'évolution de l'intensité longitudinale de turbulence en fonction de la distance  $x$  à la structure en nid d'abeilles.

Figure 3.4. : Intensité longitudinale de turbulence ( $z/d=0,5$ )

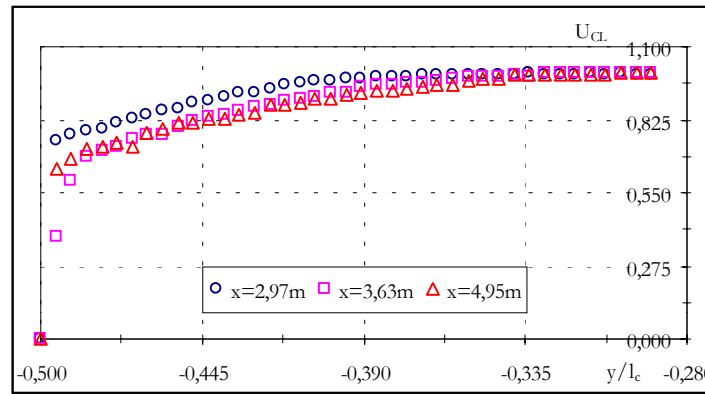
Cette figure met en évidence une faible intensité de turbulence dès la sortie de la structure en nid d'abeilles ( $I < 5\%$ ). Elle décroît quand on s'en éloigne et se stabilise autour d'une valeur minimale inférieure à 4 % à partir de quatre mètres en aval de cette structure. Ces valeurs restent supérieures à celles que l'on obtiendrait avec de l'air en écoulement confiné. Sirivat (1989) obtient des intensités de turbulence inférieures au pour-cent. Toutefois, nos valeurs sont comparables à celles obtenues par Cadiergue (1998), jugées satisfaisantes car proches de celles acquises dans une configuration expérimentale voisine de la nôtre. Plusieurs aménagements ont été testés pour réduire ces valeurs, comme des filtres apposés sur les faces de notre structure, mais ceci entraîne une différence de niveau entre les faces amont et aval perturbant davantage la surface libre.

### **3.1.3. Couches limites à la paroi**

En canal à houle et/ou courant, la présence de parois (vitres, fond) modifie le champ des vitesses à leur voisinage. Jusqu'à une certaine distance de ces frontières rigides, on se situe dans une région qui subit l'influence de la condition limite particulière imposée par la paroi ( $U=V=0$ ). C'est la couche limite. Dans cette zone, la vitesse varie en fonction de la distance à la paroi. Il est important de caractériser la structure de l'écoulement au voisinage des vitres en analysant les profils transversaux des vitesses moyennes en fonction de la distance à la vitre.

#### **3.1.3.1. Profil de couche limite à la paroi vitrée**

La figure 3.5 représente l'évolution du rapport sans dimension  $U_{CL} = \frac{\bar{U}}{U_p}$  en fonction du rapport sans dimension  $y/l_c$ .

Figure 3.5. : Vitesses moyennes à la paroi ( $z/d=0,5$ )

Il n'est pas possible de présenter les résultats pour toute la largeur du canal avec notre dispositif. Nous ne présentons que ceux obtenus à proximité de cette paroi (jusqu'à  $y/l_c = -0,28$ ).

Section x (m)	$U_p \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$
0,33	0,2376
2,97	0,2562
3,63	0,2579
4,95	0,2603

Tableau 3.1. : Vitesse moyenne horizontale au centre de la veine ( $z/d=0,5$ )

Dans une région proche de la vitre ( $-0,500 < y/l_c < -0,494$ ), c'est-à-dire dans une zone de 3 millimètres d'épaisseur, on remarque qu'il existe un très fort gradient de vitesse. Ce comportement se retrouve sur l'ensemble des profils mais s'atténue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la structure en nid d'abeilles. Au delà de la zone de proche paroi, la croissance de la vitesse se poursuit mais elle est très atténuée et les profils adoptent un comportement analogue aux environs de  $y/l_c = -0,3$ .

- En  $x=2,97$  m, il existe toujours un fort gradient sur les premiers millimètres et le régime stable d'écoulement s'établit à partir de  $y/l_c = 0,12$  car  $U_{CL}$  converge asymptotiquement vers 1 ;
- En  $x=3,63$  m et  $x=4,95$  m, on retrouve des profils superposés qui témoignent d'un régime d'écoulement établi (vitesse moyenne stabilisée).



Cette figure met également en évidence l'épaississement des couches limites : plus  $x$  augmente, plus la distance à la paroi nécessaire pour que  $U_{CL}$  converge vers 1 est grande.

### 3.1.3.2. Caractéristiques de la couche limite

Notre objectif est de déterminer sa nature laminaire, transitoire ou turbulente. Pour cela, on se propose d'estimer le facteur de forme  $H_f$  à partir des épaisseurs de déplacement  $\delta_1$  et de quantité de mouvement  $\delta_2$ . Les valeurs prises par ce coefficient permettront de définir la nature de la couche limite.

- Epaisseur de déplacement :

Elle représente « le déplacement que devrait subir chaque point de la paroi pour qu'un écoulement fictif à vitesse constante  $U$  s'effectuant entre  $y = \delta_1$  et l'infini, donne le même débit que l'écoulement réel entre 0 et l'infini » (Comolet, 1994, éq. 3.2).

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} (1 - U_{CL}) dy \quad (3.2)$$

Cette quantité n'est pas calculée pour les distances à la structure en nid d'abeilles les plus faibles car l'écoulement n'y est pas encore établi. Nous choisissons donc de commencer les calculs à 2,31 m à son aval. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.2 et sur la figure 3.6. Ils sont obtenus par intégration numérique des données expérimentales selon (3.2).

$x$ (m)	$\delta_1$ (m)
2,31	0,0103
2,97	0,0078
3,63	0,0128
4,29	0,0113
4,95	0,0126

Tableau 3.2. : Valeurs de  $\delta_1$  ( $z/d=0,5$ )

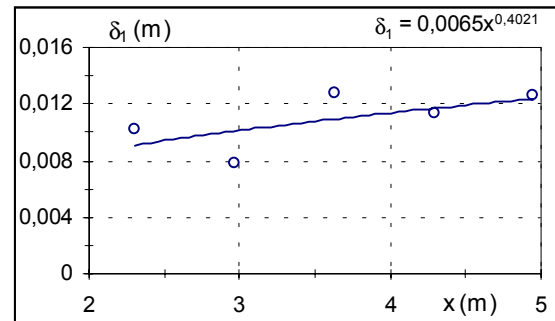


Figure 3.6. : Evolution de  $\delta_1$  ( $z/d=0,5$ )

Le tableau précédent indique que l'épaisseur de déplacement varie entre 0,008 et 0,013 m avec une tendance à la croissance en  $x^{0,4}$ , illustrée par la figure 3.6.

- Epaisseur de quantité de mouvement :

L'épaisseur de quantité de mouvement, notée  $\delta_2$ , représente « *le flux du défaut de quantité de mouvement* » (Comolet, 1994) et est donnée par la relation (3.3) :

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} U_{CL} (1 - U_{CL}) dy \quad (3.3)$$

Nos mesures conduisent aux résultats présentés dans le tableau 3.3 et sur la figure 3.7.

x (m)	$\delta_2$ (m)
2,31	0,0059
2,97	0,0078
3,63	0,0084
4,29	0,0080
4,95	0,0090

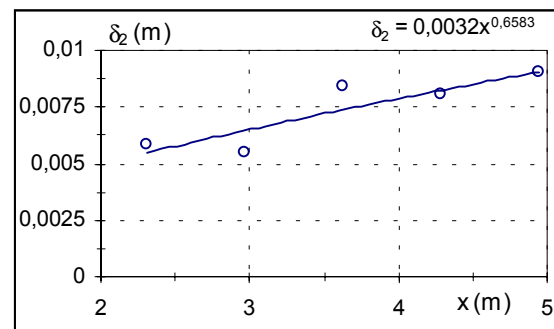


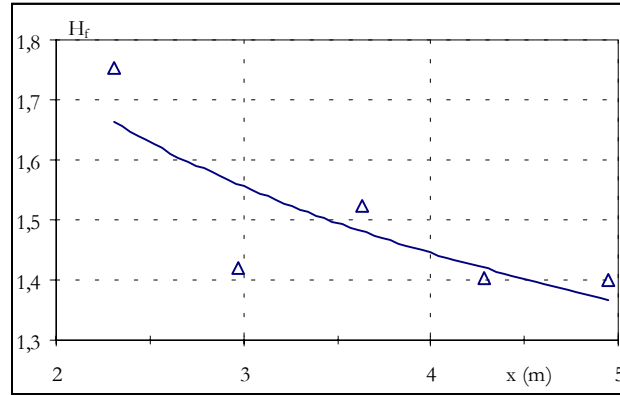
Tableau 3.3. : Valeurs de  $\delta_2$  (z/d=0,5)

Figure 3.7. : Evolution de  $\delta_2$  (z/d=0,5)

Les résultats calculés (tableau 3.3), obtenus par intégration selon (3.3), donnent des valeurs de  $\delta_2$  comprises entre 0,006 et 0,009 m pour des distances à la structure en nid d'abeilles variant entre 2,31 m et 4,95 m. Nous pouvons alors déduire les valeurs du facteur de forme  $H_f$ .

- Facteur de forme  $H_f$

Le facteur de forme est « *le rapport entre l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  et l'épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_2$*  ». Ses valeurs sont obtenues à partir des résultats présentés ci-dessus. Son évolution en fonction de la distance à la structure en nid d'abeilles est présentée sur la figure 3.8.

Figure 3.8. : Evolution du facteur de forme  $H_f$  ( $z/d=0,5$ )

Cette figure montre une rapide décroissance entre 2,31 m et 2,97 m puis une stabilité du facteur de forme autour d'une valeur de 1,4. Cet ordre de grandeur caractérise une couche limite turbulente (Bélorgey, 1978) ; pour une couche limite laminaire, on a  $H_f=2,6$  selon la théorie.

Pour un écoulement sur une plaque plane, les rapports entre les épaisseurs de la couche limite, de déplacement et de quantité de mouvement sont données par les relations 3.4.a-b :

$$\frac{\delta_1}{\delta} = \frac{1}{8} = 0,125 \quad (a) \quad \frac{\delta_2}{\delta} = \frac{7}{72} \cong 0,0972 \quad (b) \quad (3.4)$$

De ces relations, on peut estimer l'épaisseur de la couche limite  $\delta$ . Les calculs sont présentés dans le tableau 3.4.

Position x (m)	$\delta$ (m) calculée		
	à partir de 3.4.a	à partir de 3.4.b	Moyenne
2,31	0,0824	0,0607	0,0716
2,97	0,0624	0,0566	0,0595
3,63	0,1024	0,0864	0,0944
4,29	0,0904	0,0823	0,0864
4,95	0,1008	0,0926	0,0967

Tableau 3.4. Epaisseur de couche limite calculée ( $z/d=0,5$ )

Les valeurs de  $\delta$ , déduites de  $\delta_1$ , de  $\delta_2$  et celle calculée comme étant la moyenne des deux montrent des résultats relativement proches (moins de 10 % de différence en moyenne). Si

on veut déterminer un ordre de grandeur de  $\delta$  en se rapportant à la figure 3.4, on retrouve des valeurs comparables à celles présentées dans le tableau 3.4. En effet, l'analyse des données de vitesses issues de la figure 3.4 fournit les valeurs de  $\delta$  (définies comme la distance à la paroi pour laquelle  $\bar{U}$  atteint  $0,99 \bar{U}_p$ ) répertoriées dans le tableau 3.5. Nous y présentons aussi un calcul de la différence entre la valeur moyenne fournie dans le tableau 3.4 et la valeur approchée déterminée à partir de la figure 3.4.

<b>x (m)</b>	<b><math>\delta_{\text{expérimentale}}</math> (m)</b>	<b>Différence (%)</b>
2,97	0,0650	8,46
3,63	0,0806	14,62
4,95	0,0832	13,96

Tableau 3.5. : Epaisseur de couches limites expérimentales ( $z/d=0,5$ )

Ces résultats indiquent dans un premier temps que l'épaisseur de couche limite mesurée expérimentalement est inférieure à celle obtenue par le calcul. De même, si on ramène à un pourcentage la valeur absolue de la différence entre la valeur moyenne et l'estimation à partir des profils, l'écart entre les deux méthodes est inférieur à 15 %. Compte tenu que les relations 3.4.a et b ne sont pas exactement vérifiées dans notre cas, on peut dire qu'on obtient une bonne approximation de l'épaisseur de couche limite à la vitre et qu'elle évolue entre 0,06 et 0,1 m.

### **3.1.4. Emplacement de la grille et caractérisation d'une zone centrale**

L'étude de l'écoulement non perturbé a permis de mettre en évidence les caractéristiques suivantes :

- La vitesse moyenne horizontale se stabilise à partir de 2,31 m en aval de la structure en nid d'abeilles. Elle vaut alors  $0,25 \text{ m.s}^{-1}$  pour la configuration testée (elle sera amenée à varier au cours de ce chapitre lorsque nous étudierons son influence sur les structures turbulentes) ;
- L'intensité de turbulence conserve une valeur uniforme  $I < 4,5 \%$  à partir de 2,31 m après la structure en nid d'abeilles ;

- L'étude des profils de couche limite à la paroi montre que le terme  $U_{CL}$  tend uniformément et asymptotiquement vers 1 au delà de  $x=2,31$  m ;
- A partir de  $x=2,31$  m, l'épaisseur maximale de la couche limite est inférieure à 0,1 m.

L'analyse du champ des vitesses moyennes, de l'intensité de turbulence et des profils de couches limites nous aide à définir un emplacement pour la grille. En fonction de nos résultats, nous choisissons de la placer à 2,31 m à l'aval de la structure en nid d'abeilles. Nous gardons de ce fait une longue distance, supérieure à cinq mètres, pour étudier la turbulence à son aval. Cette étude sera conduite dans la partie centrale de la veine, excluant les couches limites.

Ce choix tient également compte de la présence des armatures du canal qui pourraient nous gêner pour la mesure en des points particuliers.

### **3.2. CARACTERISATION DE L'ECOULEMENT A L'AVAL DE LA GRILLE : CHAMP MOYEN**

Nous travaillons dans la zone de la veine d'essais délimitée dans la partie précédente. Notre objectif est maintenant de déterminer les propriétés du champ moyen de l'écoulement turbulent. La grille est donc placée au sein du canal. L'origine du repère se situe désormais dans le plan de la grille, sur le fond du canal et au centre de la veine d'essais (figure 3.9).

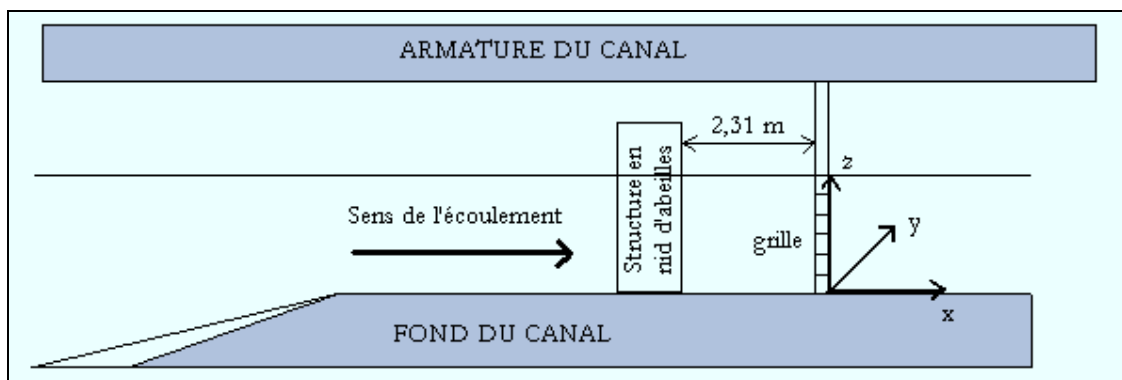


Figure 3.9. : Repère avec la grille

Pour cette analyse, nous nous intéressons aux profils horizontaux, verticaux et transversaux des vitesses moyennes horizontale et verticale.

### 3.2.1. Profils horizontaux des vitesses moyennes

Nous procédons de façon analogue à la partie 3.1. Notre intérêt se porte sur l'évolution des composantes moyennes de la vitesse en fonction de la distance à la grille. Le pas de mesure suivant  $\vec{x}$  est de 0,033 m (1 M). Les évolutions des vitesses moyennes horizontale et verticale, mesurées au centre de la veine ( $y/M=0$ ) en fonction de la distance à la grille à deux niveaux différents, sont présentées sur les figures suivantes. La figure 3.10.a correspond à la composante horizontale pour des mesures réalisées à  $z/d=0,5$  et  $0,71$  ( $d_1=0,50 d$  et  $d_2=0,71 d$ ) et la figure 3.10.b à la composante verticale pour les mêmes profondeurs. La vitesse  $U_{\max}$  choisie pour adimensionner les profils correspond à la vitesse moyenne mesurée en  $x/M=15$ , position à partir de laquelle les variations des composantes moyennes de la vitesse s'atténuent sensiblement.

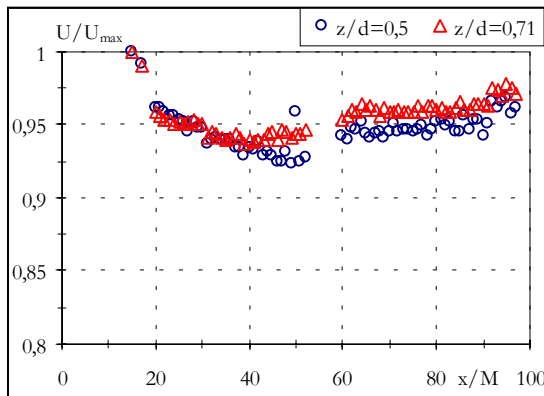


Figure 3.10.a. : Vitesses moyennes  
à l'aval de la grille -  $z/d=0,50$

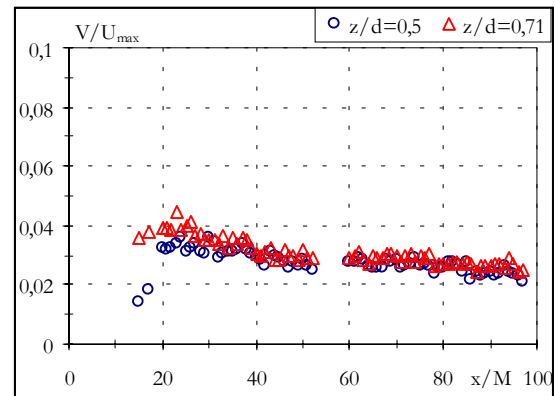


Figure 3.10.b. : Vitesses moyennes  
à l'aval de la grille -  $z/d=0,71$

Ces deux figures montrent que les composantes de la vitesse varient peu dans la zone centrale où nous conduisons l'étude. A l'aval de la grille, l'écoulement possède donc toujours la même direction privilégiée. La part de la composante verticale n'excède pas 5 % de la vitesse horizontale moyenne. Ce rapport, bien qu'il soit toujours faible, est plus important (d'un facteur 3) que celui obtenu sans la grille (figure 3.3). De même, on note dans les deux cas que chaque composante de la vitesse a un comportement similaire à l'aval de la grille exprimant ainsi son indépendance vis à vis de la profondeur, au moins dans cette partie de l'écoulement.

Entre  $x/M=0$  et  $x/M=15$ , les mesures effectuées montrent qu'au passage de la grille la réduction de section provoque une accélération de l'écoulement qui se traduit par une augmentation des vitesses moyennes. Puis, celles-ci diminuent légèrement avant de se stabiliser (à partir de  $x/M=15$ ). Dans la zone  $15 < x/M < 100$ , les variations de vitesses sont inférieures à 5 %.

L'absence de résultats entre  $x/M=52$  et  $x/M=60$  est liée à la présence des parois du canal qui empêche toute mesure de vitesse dans cet espace.

### 3.2.2. Profils verticaux des vitesses moyennes

Il est intéressant d'ausculter les profils des vitesses moyennes horizontale et verticale, mesurées au centre de la veine, à quatre distances en aval de la grille ( $x/M=5$  ; 15 ; 30 et 50), sur toute de la colonne d'eau (figures 3.11.a-b). Ils sont représentatifs de l'ensemble des profils obtenus. Sur le fond ( $z/M=0$ ), on suppose la condition à la limite  $U=V=0$  vérifiée. Les profils sont adimensionnés par la vitesse moyenne maximale mesurée dans chaque profil  $U_{p,max}$ .

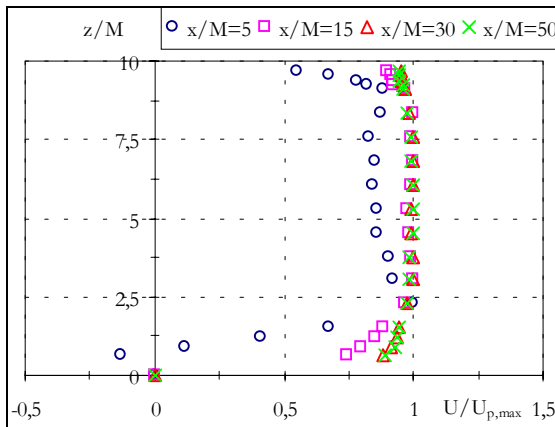


Figure 3.11.a. : Profils verticaux, composante horizontale

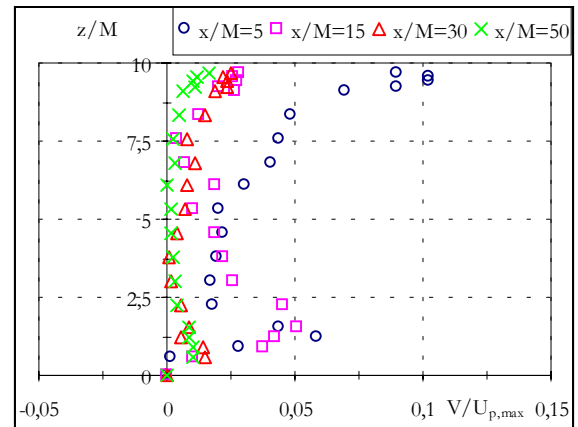


Figure 3.11.b. : Profils verticaux, composante verticale

Ces figures mettent en évidence des comportements distincts des composantes horizontale et verticale en fonction du rapport  $x/M$ . A proximité de la grille ( $x/M=5$ ), la composante horizontale prend des valeurs négatives au voisinage du fond. Elles caractérisent une zone perturbée par la présence du cadre de la grille (zone de re-circulation). Lorsque  $z/M$  croît, la non uniformité du profil entre  $z/M=2,5$  et 10 indique que l'écoulement n'est pas homogène dans cette région. Par contre, en  $x/M=15$ , cette particularité a disparu et laisse place à un profil plus régulier et vertical à partir de  $z/M=3$ , montrant l'homogénéité. Cette tendance est conservée pour les deux autres positions ( $x/M=30$  et 50) où les profils se superposent parfaitement. Les variations de la composante verticale mesurées en  $x/M=5$  et 15 sont plus importantes que celles de la composante horizontale. Elles sont dues aux perturbations créées par la grille et aux problèmes de couche limite qui s'en suivent. A partir de  $x/M=30$ , les profils recouvrent des allures identiques justifiant l'homogénéité du champ moyen dans la direction verticale  $z$ .

En conclusion, ces profils verticaux des composantes moyennes de la vitesse permettent de délimiter la région homogène de l'écoulement moyen. Elle débute à une quinzaine de mailles en aval de la grille et s'étend pour des valeurs de  $z/M$  comprises entre 3 et 8.

Les influences du fond et de la surface libre sur la vitesse ne se manifestent pas de la même façon suivant la composante considérée. L'action du fond est plus importante par rapport à la composante horizontale de la vitesse alors que l'interface eau/air affecte davantage la composante verticale. Lorsqu'on s'éloigne de la grille ( $x/M > 15$ ), l'atténuation ou l'amplification des vitesses moyennes due à la surface de l'eau n'est visible qu'à partir de 0,05 m sous l'interface eau/air alors que la couche limite sur le fond a une épaisseur proche de 0,1 m. La mobilité de la surface libre par rapport au fond explique cette différence.

### 3.2.3. Profils transversaux des vitesses moyennes

La dernière caractéristique qui peut justifier l'homogénéité du champ moyen de l'écoulement turbulent est l'évolution des profils transversaux des vitesses moyennes horizontale et verticale. Les figures 3.12.a-b nous présentent ces profils pour la composante horizontale (3.12.a) et la composante verticale (3.12.b). Les mesures sont réalisées à mi-profondeur. Les profils de vitesses sont adimensionnés par la vitesse moyenne mesurée au centre de la veine, à la position  $x/M$  correspondante. On se limite à des valeurs  $y/M$  comprises entre -3 et 3. Cela correspond à une largeur totale de 0,2 m qui couvre la majeure partie de la zone centrale non influencée par la présence des parois.

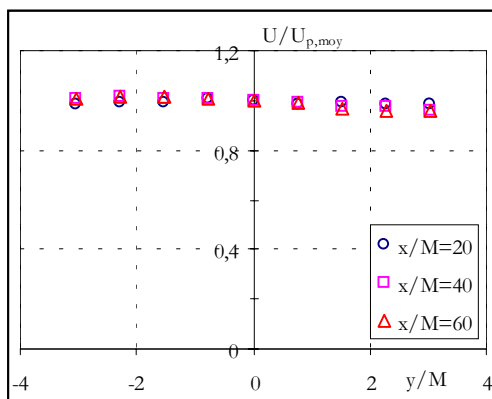


Figure 3.12.a. : Profils transversaux,  
Composante horizontale ( $z/d=0,5$ )

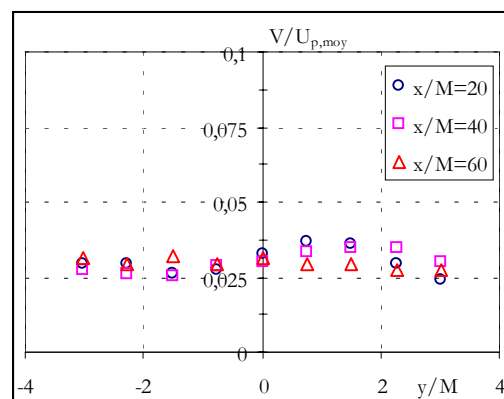


Figure 3.12.b. Profils transversaux,  
Composante verticale ( $z/d=0,5$ )



Ces figures mettent en évidence une symétrie des profils de part et d'autre de l'axe médian du canal pour les deux composantes de la vitesse. De même, la distance à la grille importe peu, du moment où on est placé à plus d'une dizaine de mailles en aval de celle-ci. Les variations de part et d'autre de l'axe médian du canal sont faibles par rapport à la vitesse mesurée au centre. Ces données justifient donc de l'homogénéité du champ moyen à l'aval de la grille dans la direction transversale à l'écoulement, au moins dans la partie centrale du canal. De même, sachant que l'axisymétrie est caractérisée par une invariance du champ moyen des vitesses dans deux plans symétriques par rotation de  $90^\circ$  autour d'un axe (Comte-Bellot, 1966), on en déduit que cette propriété est également vérifiée suivant  $\vec{z}$  (figures 3.11.a-b) et  $\vec{y}$  (figures 3.12.a-b) au moins dans la zone homogène.

### **3.2.4. Zone d'étude du champ moyen**

Grâce aux résultats précédents (figures 3.10.a-b, 3.11.a-b et 3.12.a-b), nous pouvons isoler une zone où le champ moyen de l'écoulement turbulent est homogène. Elle est délimitée :

- Longitudinalement par des valeurs de  $x/M$  supérieures à 15. On se fixe ici 100 comme valeur extrême ;
- Transversalement par des valeurs de  $y/M$  comprises entre -3 et 3 ;
- Verticalement par des valeurs de  $z/M$  comprises entre 3 et 8.

Dans cette partie de l'écoulement, la vitesse moyenne mesurée suivant  $\vec{x}$  est uniforme  $\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \equiv 0\right)$  et symétrique par rapport aux directions  $\vec{y}$  et  $\vec{z}$ . Notre étude sera donc menée dans cette région de l'écoulement.

## **3.3. CARACTERISATION DE L'ÉCOULEMENT À L'AVAL DE LA GRILLE : CHAMP TURBULENT**

L'objectif de cette partie est de délimiter une zone d'étude où les champs moyen et turbulent de l'écoulement à l'aval de la grille possèdent à la fois les propriétés d'homogénéité et d'isotropie nécessaires pour appliquer l'hypothèse de Taylor définie dans le premier chapitre. C'est dans cette région que l'influence de la houle pourra être caractérisée dans le chapitre suivant puisque l'écoulement ne subira ni l'influence des parois vitrées, ni celles du fond et de la surface libre. En revanche, afin de mettre en évidence les effets de cette dernière sur les fluctuations des

vitesses, nos mesures s'étendent du fond jusqu'à l'interface eau/air. Une chronologie comparable à celle présentée au paragraphe 3.2 est choisie.

### 3.3.1. Homogénéité

Pour caractériser l'homogénéité du champ turbulent, nous analysons les profils longitudinaux puis verticaux et enfin transversaux des intensités de turbulence définies à partir des écarts types des composantes horizontale ( $I_x = \frac{u'}{U}$ ) et verticale ( $I_y = \frac{v'}{U}$ ) de la vitesse.

#### 3.3.1.1. Profils longitudinaux de l'intensité de turbulence

La première caractéristique du champ turbulent produit à l'aval de la grille est l'intensité de turbulence. Les figures 3.13.a-b présentent les évolutions des intensités de turbulence  $I_{x,y}$  en fonction de la distance à la grille  $x/M$ , pour les deux profondeurs  $d_1$  et  $d_2$ .

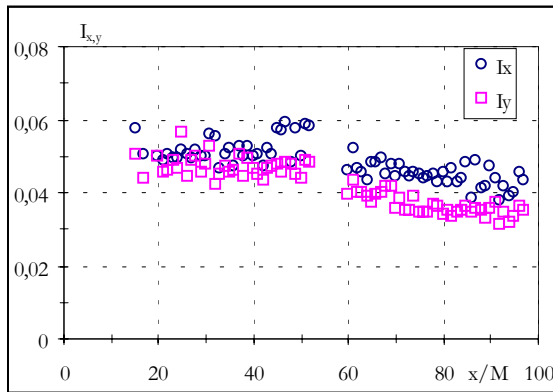


Figure 3.13.a. : Intensité de turbulence  
( $z/d=0,5$ )

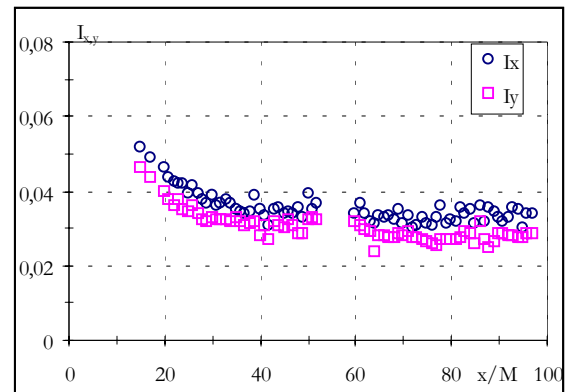


Figure 3.13.b. : Intensité de turbulence  
( $z/d=0,71$ )

Les profils de l'intensité de turbulence ont une évolution différente selon la profondeur, contrairement au champ moyen de l'écoulement turbulent (figures 3.10.a-b). La décroissance est plus régulière au centre de la veine d'essais ( $d_1$ ) alors qu'elle est essentiellement concentrée entre 15 et 40 mailles pour la profondeur  $d_2$ . Les valeurs de  $I_{x,y}$  sont de l'ordre de 5 % à proximité de la grille et restent supérieures de 25 % en moyenne à celles mesurées pour l'écoulement non perturbé.

Nos résultats se situent dans une gamme satisfaisante pour valider l'hypothèse de Taylor. L'intensité de turbulence ne dépasse pas 20 %. Comparativement, les valeurs de Cenedese et al (1991) sont comprises entre 7 % et 20 % tandis que Michelet et al (1998) travaillent avec des valeurs inférieures (3 % à 30 mailles en aval de la grille) pour une configuration d'écoulement semblable à notre configuration expérimentale (canal alimenté en eau, écoulement horizontal, turbulence de grille). D'ailleurs, dans notre cas, entre 15 et 97 mailles,  $I_x^2$  décroît suivant une loi en  $(x/M)^{-0,27}$ , décroissance analogue à celle observée par Michelet et al (1998) pour  $30 < x/M < 70$  et qui est en  $(x/M)^{-0,33}$ . Lorsqu'on s'éloigne de la grille, l'écoulement est de moins en moins perturbé et la dissipation visqueuse joue un rôle important. Par contre, nos valeurs sont plus importantes que celles obtenues par Cadiergue (1998) dont les conditions expérimentales étaient similaires, à la différence que l'écoulement se faisait suivant la verticale ascendante.

### 3.3.1.2. Profils verticaux de l'intensité de turbulence

Nous analysons maintenant l'homogénéité du champ turbulent suivant la direction  $\vec{z}$ . Pour cela, nous présentons sur les figures 3.14.a et 3.14.b l'évolution de l'intensité de turbulence dans la direction verticale pour différentes distances à l'aval de la grille.

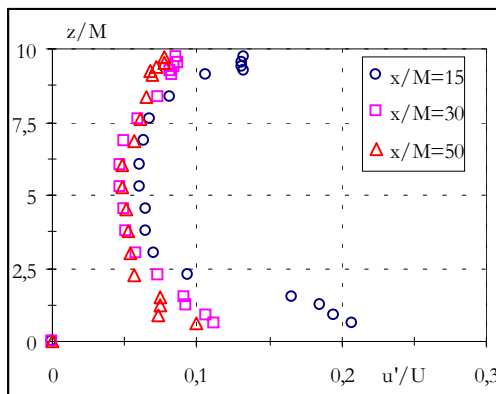


Figure 3.14.a. : Intensité de turbulence  
Composante horizontale

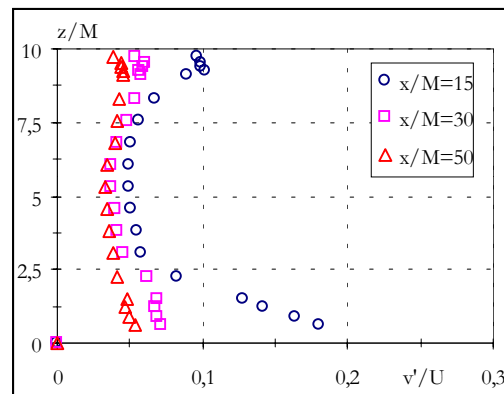


Figure 3.14.b. : Intensité de turbulence  
Composante verticale

La présence du fond modifie considérablement les profils les plus proches de la grille. Pour des valeurs  $z/M < 3$ , l'intensité de turbulence atteint plus de 20 % en  $x/M=15$  pour la composante horizontale et environ 18 % pour la composante verticale. Ces valeurs s'expliquent par la présence du cadre de la grille. Il crée une zone tourbillonnaire juste au-dessus du fond expliquant ces fortes valeurs de l'intensité de turbulence. Ces dernières sont d'ailleurs encore plus

importantes à proximité de la grille. Cette nature perturbée de l'écoulement à proximité du fond est difficile à réduire car nous devons conserver le cadre de la grille.

L'influence de la surface libre sur les écarts types des vitesses est également mise en valeur. Nous constatons qu'elle modifie aussi l'évolution de l'intensité de turbulence. Celle-ci tend à recouvrer des valeurs plus importantes au fur et à mesure que l'on s'approche de l'interface. Cette influence semble tout de même moins marquée. En effet, au plus près de la grille, le taux de turbulence près de l'interface n'atteint pas 15 % contre 20 % près du fond. Ce comportement s'observe tout au long de la veine d'essai mais l'intensité de turbulence décroît lorsque  $x/M$  augmente. Le problème de couche limite engendré par la présence de la surface libre est donc distinct de celui imposé par le fond immobile mais il montre bien que le champ turbulent est affecté par l'existence de la frontière eau/air.

### 3.3.1.3. Profils transversaux de l'intensité de turbulence

Nous présentons maintenant l'évolution de l'intensité de turbulence dans la direction  $\vec{y}$ , transversale à l'écoulement pour différentes distances à l'aval de la grille. Elle correspond à des mesures faites à la profondeur  $d_1$  (figures 3.15.a-b).

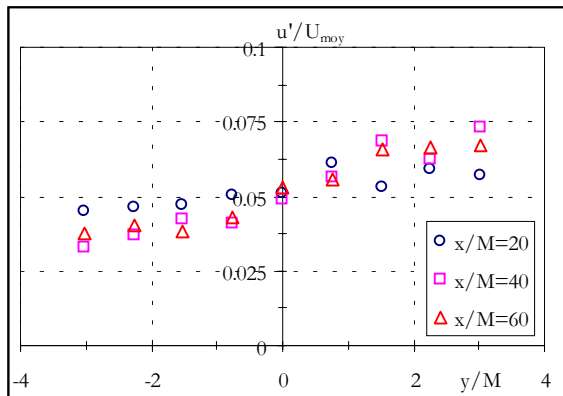


Figure 3.15.a : Intensité de turbulence  
Composante horizontale ( $z/d=0,5$ )

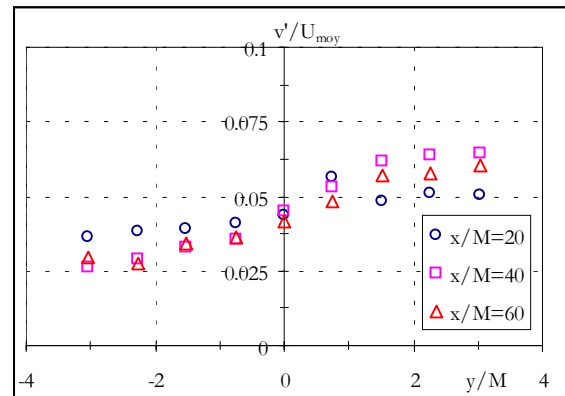


Figure 3.15.b : Intensité de turbulence  
Composante verticale ( $z/d=0,5$ )

Les figures 3.15.a-b montrent que l'intensité de turbulence varie de part et d'autre de l'axe de symétrie  $y/M=0$ . Les valeurs mesurées dans la partie  $y<0$  sont plus faibles que dans l'autre partie mais leur variation autour de la valeur de référence en  $y/M=0$  est minimale. L'intensité de turbulence conserve sensiblement la valeur au centre de la section fluide ( $y/M=0$  ;  $z/M=5,3$ ),

c'est-à-dire 5 %. Ces variations peuvent résulter d'un parallélisme imparfait des parois ou à la persistance d'un faible tourbillon moyen.

#### 3.3.1.4. Homogénéité du champ turbulent

Ces résultats attestent de l'homogénéité du champ turbulent dans une région délimitée comme suit :

- Longitudinalement entre  $x/M=15$  et 100 ;
- Transversalement entre  $y/M=-3$  et 3 ;
- Verticalement entre  $z/M=3$  et 8.

### 3.3.2. Isotropie

Cette propriété fondamentale regroupe l'ensemble des symétries spatiales de l'écoulement. Elle est définie comme une invariance à la rotation autour des axes de coordonnées (Gouesbet, 1998). Elle implique donc nécessairement l'homogénéité.

Plusieurs méthodes existent pour caractériser l'isotropie d'un écoulement (Mohamed et LaRue, 1990). La détermination du rapport  $u'/v'$  est la plus simple et la plus employée. Les symétries du problème dans la zone isotrope conduisent ce rapport à prendre une valeur voisine de 1. Son évolution est présentée sur la figure 3.16 pour  $d_1$  et  $d_2$ .

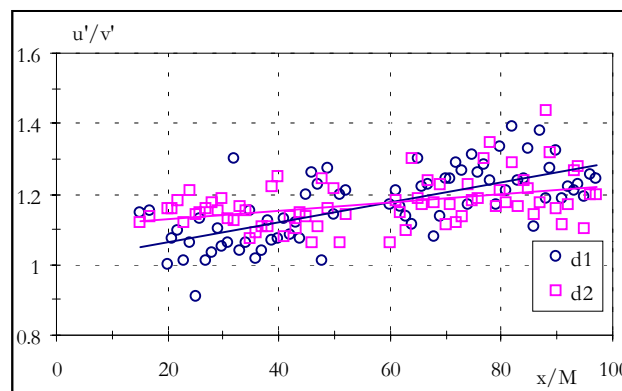


Figure 3.16. : Rapport des écarts types des fluctuations,  $z/d=0,5$  et  $0,71$

Les valeurs sont supérieures à l'unité et croissent à mi-profondeur d'une façon plus marquée. Au-delà de  $x/M=60$ ,  $u'$  devient de plus en plus grand par rapport à  $v'$ . Entre 15 et 60 mailles, les valeurs moyennes sont proches de 1 (tableau 3.6). Ces résultats sont en accord avec

ceux de Gibson et Dakos (1993) obtenus en soufflerie et dont la valeur moyenne est proche de 1,1. En outre, ces auteurs précisent qu'une légère anisotropie (10 %) est caractéristique d'une turbulence de grille.

Profondeur	$\overline{u'/v'}$
$d_1$	1,10
$d_2$	1,14

Tableau 3.6. : Valeur moyenne du rapport  $u'/v'$  pour  $15 < x/M < 60$

Pour améliorer l'isotropie de l'écoulement et obtenir des valeurs  $u'/v'$  proches de 1, l'ajout d'une contraction (convergent axisymétrique) en aval de la grille est préconisé (Comte-Bellot et Corrsin, 1966). Compte tenu de la présence de la surface libre, nous ne pouvons pas utiliser ce type de dispositif. De plus, le fluide employé (de l'eau et non pas de l'air) est aussi un facteur qui peut affecter les valeurs de ce rapport. On ne peut donc pas atteindre rigoureusement la condition  $u'/v'=1$ .

Les courbes de tendance linéaires et croissantes représentées sur la figure 3.16 illustrent le retour de la turbulence à son état initial anisotrope caractérisé par l'augmentation du rapport des écarts types. Ces résultats nous amène à choisir une zone de travail longitudinale plus restreinte qui s'étend de  $x/M=15$  à 60 dans laquelle le rapport  $u'/v'$  est en moyenne inférieur à 1,15.

Nous focaliserons notre étude dans cette partie de l'écoulement. Nous pourrons y appliquer l'hypothèse de Taylor et ainsi décrire les évolutions spatiales et temporelles des échelles de turbulence en fonction de la distance à la grille.

### **3.4. DETERMINATION DES ECHELLES DE TURBULENCE**

Notre objectif est de procéder à une estimation des échelles de turbulence dans la zone d'étude ainsi définie où les propriétés d'homogénéité et d'isotropie sont vérifiées.

La détermination de ces échelles caractéristiques est possible à partir de la connaissance de l'énergie cinétique de turbulence et de sa dissipation. Nous utiliserons donc la méthode énergétique (M.E.). Elle est décrite théoriquement (Tennekes et Lumley, 1997) et fut utilisée empiriquement durant de nombreuses années (Michelet et al, 1998 ; Cadiergue, 1998). La mesure du champ des vitesses en deux dimensions le long de l'écoulement dans le plan  $(\vec{x}, \vec{z})$  permet de décrire la décroissance spatiale de l'énergie cinétique de turbulence en fonction de la distance à la

grille. L'hypothèse de Taylor (« turbulence gelée ») permet le passage du domaine spatial au domaine temporel. Pour de faibles intensités de turbulence, les fluctuations de vitesses en un point fixe de l'écoulement peuvent être considérées comme une turbulence « gelée » produite par l'écoulement turbulent passant par ce point. L'évolution temporelle des fluctuations de la vitesse (terme  $\frac{\partial}{\partial t}$ , éq. 1.24) est assimilable à leur distribution instantanée le long de l'axe privilégié (terme  $\frac{\partial}{\partial x}$ , éq. 1.24) de l'écoulement (Hinze, 1987).

Dans cette partie, les composantes horizontale et verticale de la vitesse sont enregistrées simultanément dans le temps moyennant la fenêtre de coïncidence précisée au chapitre 2.

### 3.4.1. Energie cinétique de turbulence

C'est l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse par unité de masse. Elle est calculée en additionnant les fluctuations quadratiques des vitesses (3.5) :

$$\kappa = \frac{1}{2} (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) \quad (3.5)$$

Nous n'avons accès qu'à deux composantes,  $\overline{u^2}$  et  $\overline{v^2}$ . Nous ne pouvons pas mesurer la composante transversale de la vitesse mais, dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope, on admettra  $\overline{v^2} = \overline{w^2}$  (Bailly et Comte-Bellot, 1999). L'énergie cinétique de turbulence peut donc être évaluée le long de l'axe médian du canal pour plusieurs profondeurs (en particulier  $d_1$  et  $d_2$ , figure 3.17).

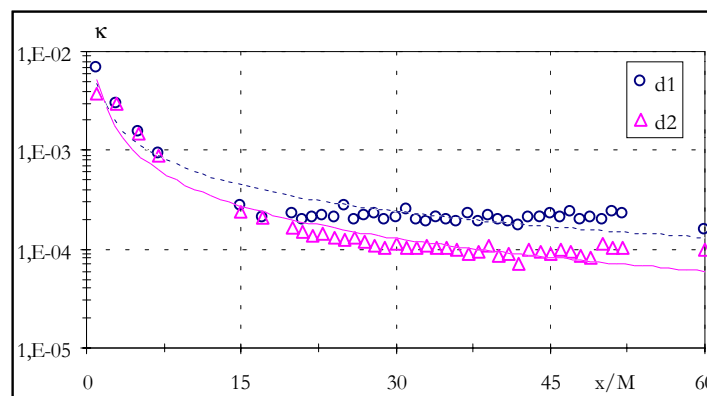


Figure 3.17. : Décroissance de l'énergie cinétique de turbulence,  $z/d=0,5$  et  $0,71$

A proximité de la grille ( $x/M=1$ ), la mesure de l'énergie cinétique de turbulence dépend de la position géométrique du point de mesure par rapport à la maille (jet ou sillage). On constate qu'elle est deux fois plus grande pour  $d_1$  que pour  $d_2$ . Les visualisations de l'écoulement réalisées dans cette région illustrent cette particularité (annexe 2, page 196). Elles montrent qu'au passage de la grille, il y a formation de jets ou de sillages dus aux mailles de la grille. Les barreaux horizontaux créent des zones d'intensité tourbillonnaire plus importantes caractérisées par des valeurs de l'énergie cinétique de turbulence plus élevées (cas  $d_1$ ). L'essentiel de la décroissance de l'énergie cinétique de turbulence est concentré dans les dix premières mailles à l'aval de la grille.

De ces résultats, en appliquant l'hypothèse de Taylor, nous pourrions décrire l'évolution temporelle de la dissipation.

### 3.4.2. Dissipation de l'énergie cinétique de turbulence

Pour estimer cette dissipation, nous utilisons en premier lieu la relation (3.5) qui nous donne accès à la loi d'évolution temporelle de l'énergie cinétique (figure 3.18). Cette figure est analogue à la figure 3.17 mais cette fois-ci, l'axe des abscisses est un axe temporel  $t(s)$  et non plus d'espace ( $x/M$ ). La transformation se fait en multipliant  $x/M$  par  $M/\bar{U}$ .

L'évolution de la dissipation en fonction du temps est alors déduite au moyen de la relation 3.6 (figure 3.19) par dérivation par rapport au temps de la loi d'évolution de l'énergie cinétique de turbulence :

$$\varepsilon = \frac{\partial \kappa}{\partial t} \quad (3.6)$$

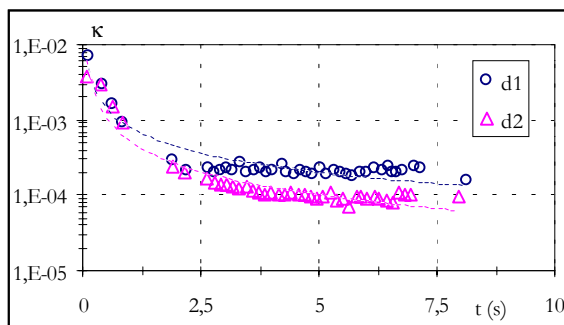


Figure 3.18. : Evolution temporelle de l'énergie cinétique de turbulence,  $z/d=0,5$  et  $0,71$

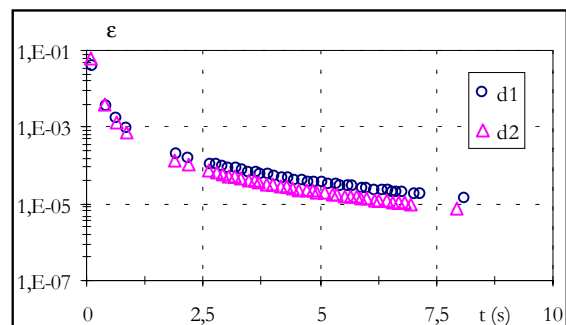


Figure 3.19. : Evolution temporelle de la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence,  $z/d=0,5$  et  $0,71$



La figure 3.19 ne permet pas de discerner explicitement le comportement de la dissipation dans la zone isotrope ( $15 < x/M < 60$ ) correspondante à la fenêtre temporelle  $1,9 \text{ s} < t < 8 \text{ s}$ . de plus, elle est calculée à partir de la vitesse moyenne horizontale mesurée dans cette zone (figures 3.10.a-b). Aussi, nous présentons un « zoom » sur cette fenêtre temporelle qui montre bien la décroissance de la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence dans cette région (figure 3.20).

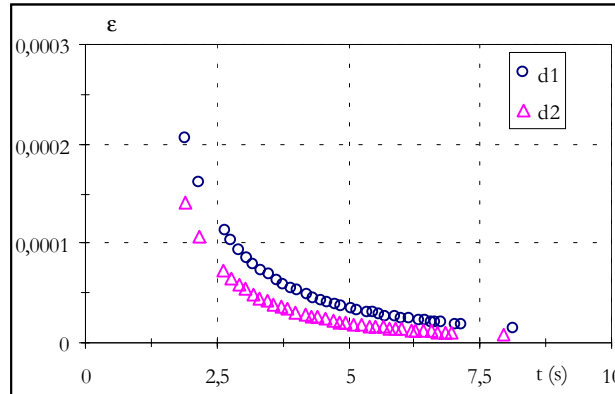


Figure 3.20. : Dissipation dans la zone isotrope,  $z/d=0,5$  et  $0,71$

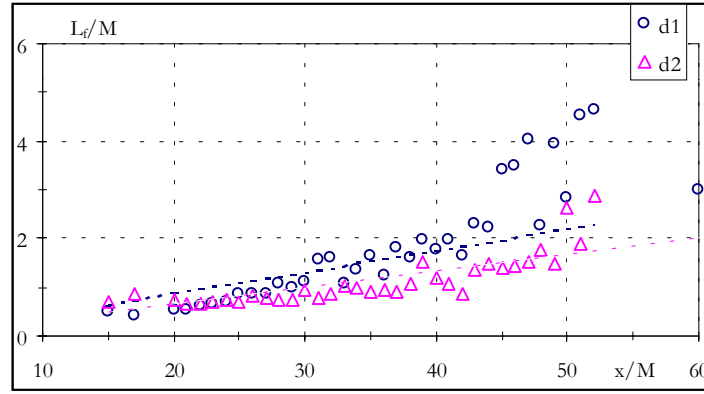
C'est à partir de ces mesures d'énergie cinétique de turbulence et de dissipation (laquelle suit une loi en  $t^{-2}$  dans la zone isotrope) que nous pouvons maintenant accéder aux macro, micro échelles de turbulence et échelles de Kolmogorov.

### **3.4.3. Echelles de turbulence**

La détermination des échelles de turbulence se fait dans un premier temps dans la zone délimitée ci-dessus. L'objectif est de définir les propriétés spatio-temporelles de la turbulence générée au sein d'un écoulement permanent (pour trois vitesses moyennes distinctes) et de les comparer ultérieurement avec celles produites dans un écoulement de houle et courant associés (ayant les trois mêmes vitesses moyennes). Parallèlement, nous menons une étude visant à analyser l'influence de l'interface eau/air sur ces échelles caractéristiques.

#### **3.4.3.1. Macro échelle spatiale**

La relation 1.17 lie l'écart type de la vitesse  $u'$ , la dissipation  $\varepsilon$  et la macro échelle de turbulence  $L_r$ . La figure 3.21 représente son évolution adimensionnée par la taille de la maille en fonction de la distance à la grille pour les deux profondeurs de mesure  $d_1$  et  $d_2$ .

Figure 3.21. : Macro échelle longitudinale,  $z/d=0,5$  et  $0,71$ 

Nos résultats montrent que la macro échelle de turbulence croît régulièrement avec la distance à la grille. Son développement, plus rapide pour la profondeur  $d_1$  est dû à la dispersion des valeurs plus importante à partir de  $x/M=45$ . Celle-ci est probablement générée par le retour à l'anisotropie qui peut entrer en jeu à partir de cette distance. Dans la zone isotrope,  $L_t/M$  évolue linéairement entre 0,5 et 3 lorsque  $z/d=0,5$  ( $d_1$ ). Dans la même région, ce rapport n'atteint que 2 pour la profondeur  $d_2$  (les droites de tendance représentées sur la figure 3.21 ont des pentes égales à 0,044 pour  $d_1$  et 0,033 pour  $d_2$ ).

Les valeurs de la macro échelle se situent dans une gamme habituelle de l'ordre de la taille de la maille (Bailly et Comte-Bellot, 1999). Comparativement, Cadiergue (1998) trouve un rapport  $L_t/M$  compris entre 1 et 6 pour des distances à la grille allant de 20 à 80 mailles, avec un accroissement de la dispersion. Yearling et Gould (1993) l'estiment entre 0,2 et 0,5 pour  $2 < x/M < 20$  avec une variation linéaire alors que Fraser et al (1986) l'évaluent à 0,75 à une distance de 60 mailles en aval de la grille. Dans leurs travaux sur la turbulence de grille (barreaux cylindriques), Gibson et Dakos (1993) et Sirivat et Warhaft (1983) indiquent que la macro échelle de turbulence varie entre 2,5 et 3,2 M à  $x/M=100$ .

Les différences observées entre ces expériences viennent de la configuration expérimentale, des moyens de mesures mais également de la méthode de traitement des données utilisée pour calculer l'écart type  $u'$  de la vitesse.

#### 3.4.3.1.1. Influence de la surface libre

Nous avons étendu nos mesures à une région encore plus proche de la surface libre afin de quantifier son effet sur la macro échelle. Nous présentons l'évolution de  $L_t/M$  en fonction de la distance à la grille pour cinq profondeurs relatives :  $z/d=0,50$  ;  $0,57$  ;  $0,71$  ;  $0,86$  et  $0,93$ . Pour

$z/d=0,86$  et  $0,93$ , l'hypothèse de Taylor est toujours applicable car le rapport  $u'/v'$  conserve le même ordre de grandeur que précédemment (figure 3.22).

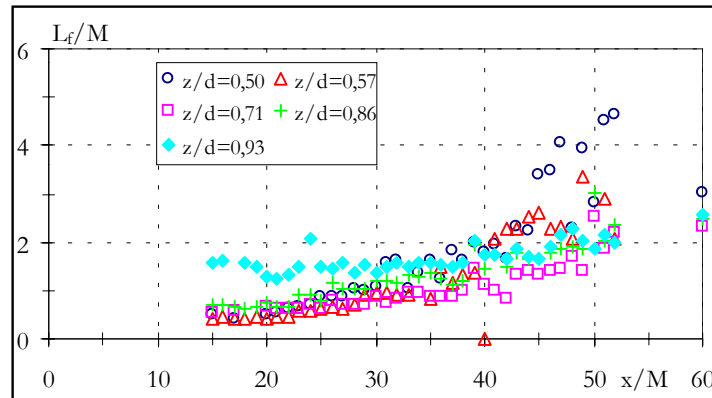


Figure 3.22. : Evolution de la macro échelle pour différentes profondeurs relatives de mesure

Pour des profondeurs sous l'interface eau/air plus élevées que la macro échelle ( $z/d < 0,86$ ), aucune influence n'est relevée sur l'évolution (croissante) de la macro échelle. Par contre, on remarque que pour  $z/d=0,93$ , celle-ci reste pratiquement constante et égale à  $1,5 M$  (soit 5 centimètres), indépendamment de la distance à la grille. Pour illustrer ce résultat, la figure 3.23 décrit l'évolution de  $L_t/M$  en fonction de  $z/d$  pour deux distances à la grille.

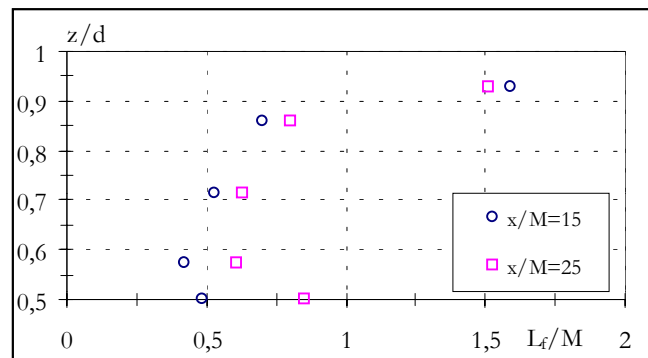


Figure 3.23. : Accroissement de la macro échelle à proximité de la surface libre

Pour des valeurs de  $z/d$  comprises entre  $0,5$  et  $0,86$ , le rapport  $L_t/M$  ne subit pas de fortes variations comparées à celle constatée pour  $z/d=0,93$ . La macro échelle y acquiert une valeur extrême deux à trois fois supérieures aux autres. La présence de la surface libre constitue donc un facteur d'étirement des structures turbulentes. Ne pouvant se développer verticalement à

cause de la surface libre, elles le font dans la direction principale de l'écoulement et vont jusqu'à tripler leur taille ( $1,5 M$  en  $z/d=0,93$  contre  $0,5 M$  en moyenne en  $z/d=0,57$ ).

#### 3.4.3.1.2. Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement

Jusqu'à présent nous n'avons travaillé qu'avec une seule vitesse moyenne. Deux autres tests ont été entrepris. Ils correspondent à des vitesses moyennes égales à  $0,225 \text{ m.s}^{-1}$  et  $0,325 \text{ m.s}^{-1}$  pour un nombre de Reynolds de maille compris entre 7425 et 10725 (figure 3.24). Cette plage tient compte des capacités de notre dispositif expérimental.

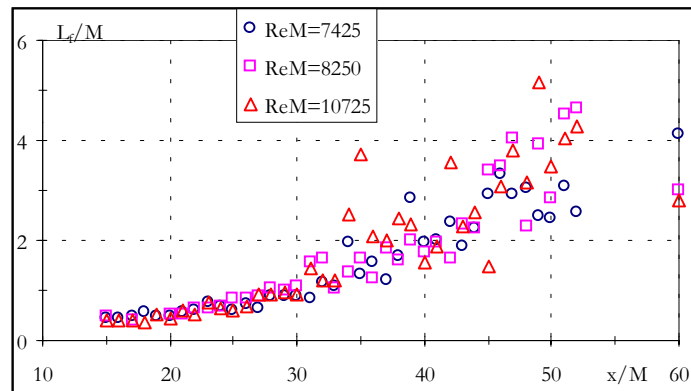


Figure 3.24. : Influence du Reynolds de maille sur la macro échelle

Aucune influence de la vitesse de l'écoulement n'apparaît sur le comportement de la macro échelle. La dimension des structures turbulentes est donc imposée par la taille de la maille de la grille. De même, loin de la grille, la dispersion des valeurs augmente, essentiellement pour le plus grand nombre de Reynolds de maille ( $Re_M=10725$ ). La croissance ne paraît alors plus aussi linéaire que sur les quarante premières mailles. Il devient difficile de dégager une loi d'évolution à cause de cette dissémination de valeurs. Une croissance régulière paraît réaliste au regard de ce qui se passe entre  $x/M=15$  et  $x/M=35$ .

#### 3.4.3.2. Macro échelle temporelle

La macro échelle temporelle (1.12) est une caractéristique des plus grosses structures. Il s'agit d'un temps d'extinction de la turbulence (ou temps de mémoire). Comme pour  $L_t/M$ , nous nous sommes intéressés à l'influence de la surface libre et à celle de la vitesse moyenne de l'écoulement sur cette caractéristique temporelle.

### 3.4.3.2.1. Influence de la surface libre

Les résultats présentés sur la figure 3.25 correspondent à quatre des cinq profondeurs relatives de mesure introduites précédemment.

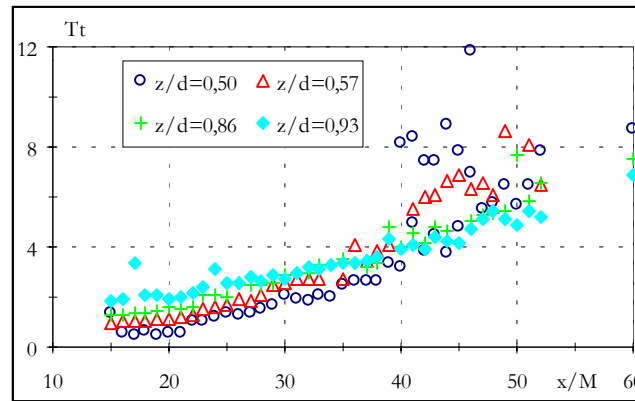


Figure 3.25. : Evolution de la macro échelle temporelle pour différentes profondeurs relatives

Le temps caractéristique de la turbulence  $T_t$  croît régulièrement avec la distance à la grille. Il s'étend sur une plage variant entre une et six secondes (si on ne tient pas compte de la dispersion) et diffère en fonction de la distance à la surface libre. Néanmoins, il reste toujours très inférieur à la durée de l'acquisition et ne dépasse pas 12 % de celle-ci. L'hypothèse émise dans le second chapitre selon laquelle la durée de l'acquisition est grande devant les échelles temporelles caractéristiques du système est donc confirmée. Les structures énergétiques n'ont donc pas le temps d'atteindre l'autre extrémité de la veine d'essai. Pour une « durée de vie » extrême de huit secondes, elles ne sont transportées par l'écoulement moyen que sur une distance de deux mètres alors que le coude d'aspiration se situe à près de dix mètres en aval de la grille. De même, l'influence de la surface libre sur cette échelle temporelle apparaît clairement. En se rapprochant de l'interface, entre  $x/M=15$  et 40,  $T_t$  augmente significativement. Or, c'est dans cette région que les plus gros tourbillons se forment (figure 3.22), expliquant ainsi la croissance du temps caractéristique de la turbulence.

### 3.4.3.2.2. Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement

L'évolution de la macro échelle temporelle en fonction de la distance à la grille pour les trois vitesses moyennes d'écoulement est présentée sur la figure 3.26.

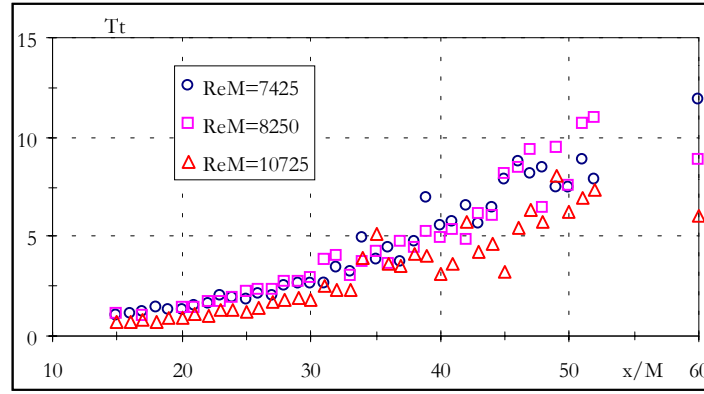


Figure 3.26. : Influence du Reynolds de maille sur la macro échelle temporelle

Le temps caractéristique de la turbulence ne dépend pas du nombre de Reynolds de maille. Les résultats sont confondus indépendamment de la vitesse moyenne de l'écoulement. Cette conclusion est conforme au regard des enseignements tirés de la figure 3.24. La taille des structures énergétiques est imposée par la maille de la grille et non par la vitesse de l'écoulement.

### 3.4.3.3. Micro échelle spatiale

A nombre de Reynolds suffisamment grand, la micro échelle de Taylor ne dépend que de l'évolution temporelle de la dissipation et de la variance de la vitesse (éq. 1.18). Nous pouvons donc analyser les effets de la surface libre et de la vitesse de l'écoulement sur son développement.

#### 3.4.3.3.1. Influence de la surface libre

La figure 3.27 présente l'évolution de  $\lambda_f$  en fonction de  $x/M$  pour plusieurs profondeurs.

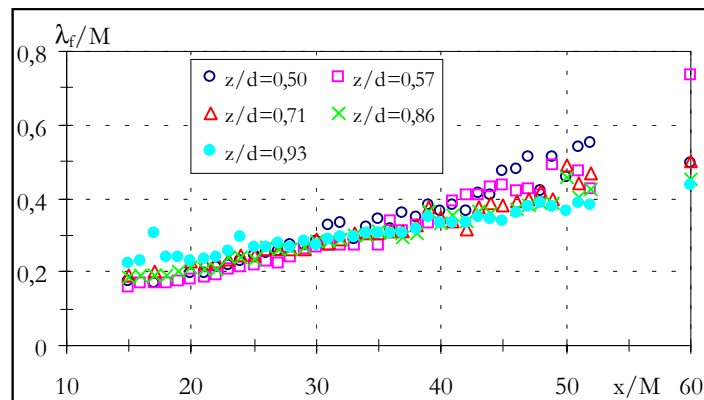


Figure 3.27. : Evolution de la micro échelle de Taylor pour différentes profondeurs relatives

La proximité de la surface libre ne modifie pas significativement la taille de la micro échelle. Son comportement ne semble pas dépendre de la profondeur dans la zone explorée. La dispersion des valeurs est plus faible. Ceci s'explique par le fait que la relation 1.18 ne laisse apparaître que la variance de la vitesse et non plus la fluctuation au cube (1.17). La micro échelle de Taylor croît régulièrement à l'aval de la grille d'une valeur légèrement inférieure à 0,2 M jusqu'à 0,5 M. La figure 3.28, où nous avons représenté les profils verticaux sans dimension de la micro échelle pour différentes positions derrière la grille, illustrent cette particularité.

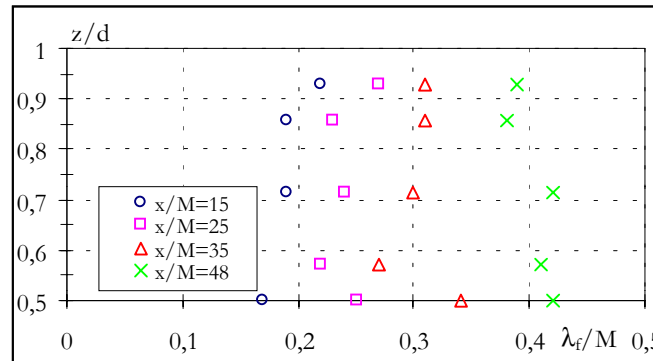


Figure 3.28. : Influence de la profondeur relative sur la micro échelle pour différentes positions en aval de la grille

Pour des raisons pratiques, il n'est pas possible d'accéder à la valeur de la micro échelle entre  $z/d=0,93$  et 1. Trop près de la surface libre, les deux faisceaux lasers mesurant la composante verticale de la vitesse se retrouvent de part et d'autre de la frontière air/eau rendant impossible toute mesure. Pour remédier à ce problème, des techniques optiques de mesures comme la PIV peuvent être suggérées ou l'aménagement d'un dispositif expérimental comparable à celui de Antar (2000). Cette dernière solution est plus complexe et plus délicate à mettre en œuvre. Qui plus est, elle est ponctuelle, contrairement à la PIV où on acquiert un champ de vitesses dans une région de l'écoulement et non plus en un point.

La figure ci-dessus montre que la micro échelle est relativement stable sur la verticale dans la moitié supérieure de l'écoulement ( $z/d > 0,5$ ). Dans la région la plus proche de la grille ( $x/M < 25$ ), une tendance (relativement faible) à la croissance est tout de même constatée lorsqu'on s'approche de la surface libre. En revanche, en s'éloignant de la grille ( $x/M > 35$ ), l'opposé se produit et c'est une tendance à la décroissance qui se développe. Par ailleurs, la micro échelle s'amplifie quand on s'éloigne de la grille. Elle passe d'une valeur moyenne de 0,2 M en  $x/M=15$  à 0,4 en  $x/M=48$ . Pour chaque position  $x/M$ , la variation entre  $z/d=0,5$  et  $z/d=0,93$  est inférieure en moyenne à 15 % alors qu'elle atteignait 200 à 300 % pour la macro échelle.

Cependant, dans chaque cas de figure, la taille maximale de la micro échelle n'est que de 0,5 M, soit 1,67 cm. Cette dimension est inférieure à la distance entre le point de mesure et la surface libre qui vaut au minimum 0,025 m. On peut donc supposer qu'en se rapprochant davantage de l'interface, cette dernière influencerait le comportement de la micro échelle comme ce fut le cas pour la macro échelle. Sur la base des résultats précédents (figures 3.22 et 3.27), nous avons également analysé le comportement du rapport  $\frac{L_f}{\lambda_f}$  (figure 3.29).

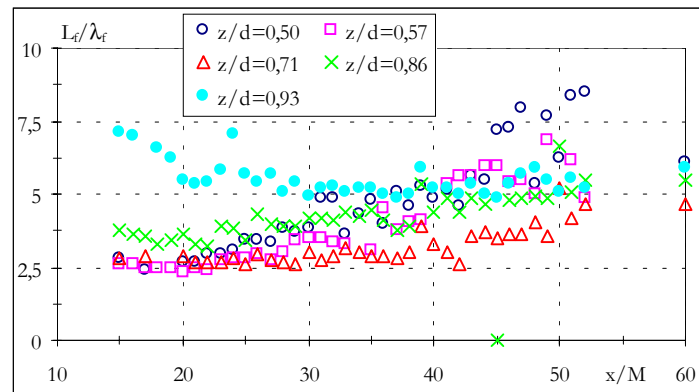


Figure 3.29. : Rapport des échelles de turbulence pour différentes profondeurs relatives

La présence de la surface libre a une incidence sur ce rapport. Si pour les quatre premières profondeurs ( $0,50 < z/d < 0,86$ ), il croît régulièrement en fonction de la distance à la grille de 2,5 à plus de 5, son comportement est sensiblement différent lorsqu'on est à proximité de l'interface ( $z/d=0,93$ ). A cette distance, il décroît légèrement entre  $x/M=15$  et 30 puis se stabilise autour de 5. Au sein de la colonne, cette évolution illustre une dissociation de plus en plus marquée entre les échelles au fur et à mesure de l'éloignement à la grille. Pour quatre distances à la grille, nous présentons (figure 3.30) l'évolution de ce rapport pour  $0,5 < z/d < 0,93$ .

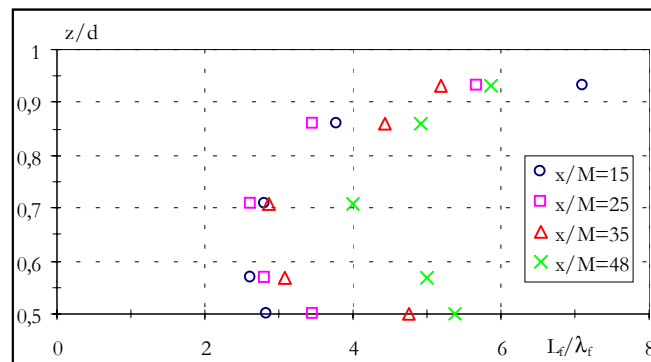


Figure 3.30. Influence de la surface libre sur le rapport entre les échelles de turbulence



L'accroissement du rapport entre les échelles de turbulence apparaît nettement lorsqu'on se rapproche de la surface libre. De plus, sa valeur moyenne, inférieure à 4 en  $x/M=15$ , passe à plus de 5 en  $x/M=48$ . En outre, la différence entre les valeurs extrêmes du rapport se réduit quand  $x/M$  croît. Elle passe de 270 % ( $x/M=15$ ) à 146 % ( $x/M=48$ ).

### 3.4.3.3.2. Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement

La figure 3.31 présente l'évolution de  $\frac{\lambda_f}{M}$  pour trois vitesses moyennes différentes.

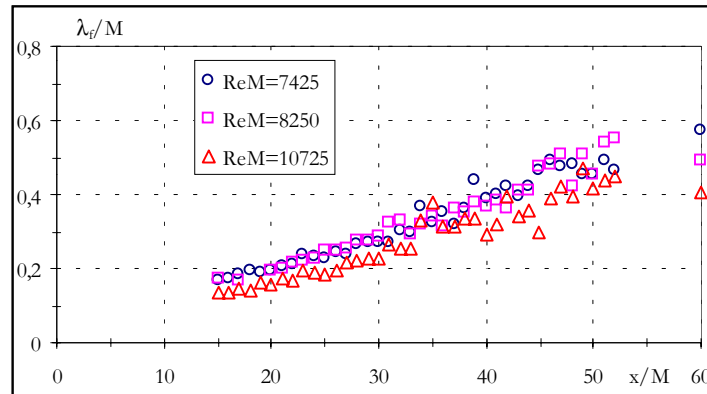


Figure 3.31. : Evolution de la micro échelle pour différents Reynolds de maille,  $z/d=0,5$

Les évolutions de la micro échelle de Taylor en fonction de la distance à la grille sont similaires. Cette échelle caractéristique croît de 0,15 à 0,5 M indépendamment de la vitesse moyenne de l'écoulement. Ce comportement est identique à celui de la macro échelle (figure 3.24), confirmant que le rapport  $\frac{L_f}{\lambda_f}$  n'est pas influencé par le Reynolds de maille (figure 3.32).

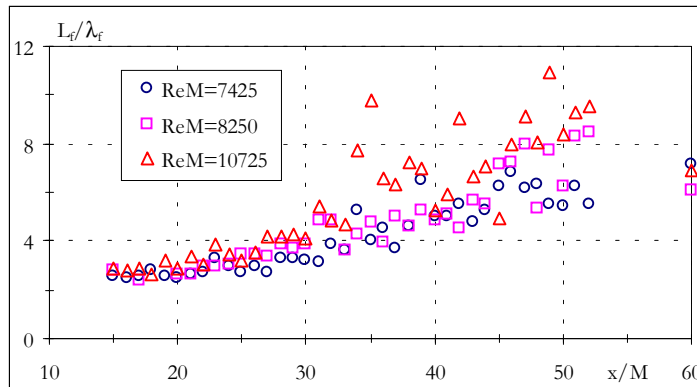


Figure 3.32. : Influence du Reynolds de maille sur le rapport des échelles de turbulence

### 3.4.3.3.3. Nombre de Reynolds associé à la micro échelle spatiale

A la micro échelle de Taylor transversale ( $\lambda_g = \frac{\lambda_f}{\sqrt{2}}$ ), on associe un nombre de Reynolds

$Re_{\lambda_g}$  (3.7) :

$$Re_{\lambda_g} = \frac{u' \lambda_g}{\nu} \quad (3.7)$$

Il détermine la séparation entre les gros et les petits tourbillons. Ces valeurs, lorsqu'elles deviennent inférieures à 10 (Bailly et Comte-Bellot, 1999) permettent de définir le début de la zone de déclin final de la turbulence. Les influences de la surface libre et de la vitesse moyenne de l'écoulement sur ce nombre sont présentées sur les figures 3.33.a et 3.33.b.

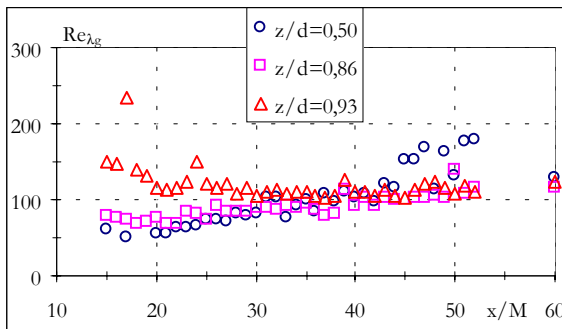


Figure 3.33.a : Influence de la surface libre sur le nombre de Reynolds associé à la micro échelle

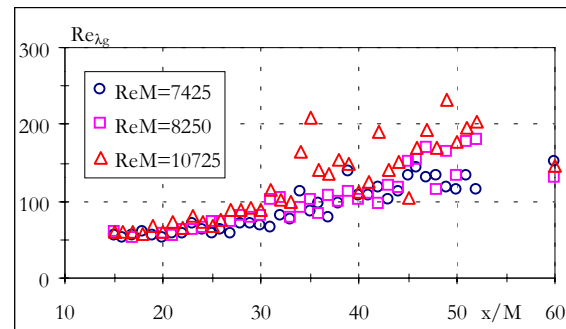


Figure 3.33.b : Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement sur le nombre de Reynolds associé à la micro échelle

La croissance monotone de  $Re_{\lambda_g}$  constatée pour  $z/d=0,50$  et  $z/d=0,86$  disparaît à proximité de la surface libre. Pour  $z/d=0,93$ , une tendance initiale à la décroissance se manifeste avant de laisser place à une stabilité où  $Re_{\lambda_g}$  avoisine 100. Le début de la zone de déclin de la turbulence ne peut donc pas être défini. Il se situe à plus d'une centaine de mailles à l'aval de la grille.

En revanche, la figure 3.33.b justifie l'indépendance de ce nombre de Reynolds de maille vis à vis de la vitesse moyenne de l'écoulement. Ceci est logique puisqu'il est déterminé à partir de

la micro échelle, elle même indépendante de la vitesse moyenne. Comme pour le cas précédent, la zone de décroissance finale de la turbulence n'est pas observable pour cette plage de vitesses.

#### 3.4.3.4. Micro échelle temporelle

Cette notion, introduite au premier chapitre, associe à la micro échelle spatiale une échelle temporelle. Nous avons analysé l'effet de la surface libre et de la vitesse de l'écoulement sur son évolution en fonction de la distance à la grille.

##### 3.4.3.4.1. Influence de la surface libre

La figure 3.34 présente l'évolution de la micro échelle temporelle  $\tau_t$  en fonction de la profondeur relative.

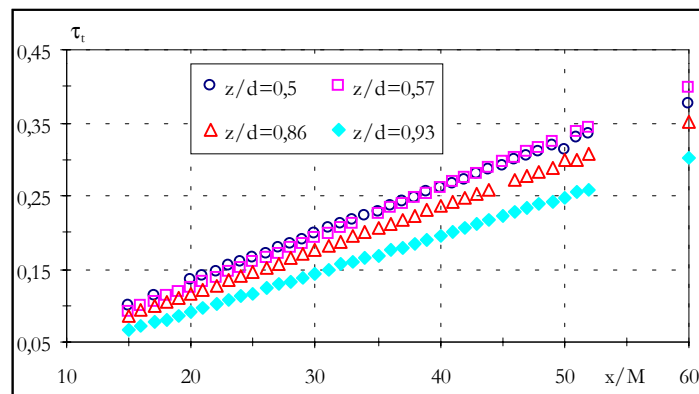


Figure 3.34. : Evolution de la micro échelle temporelle pour différentes profondeurs relatives

Le temps caractéristique de la micro échelle varie entre 0,1 et 0,4 seconde et suit des profils dont les évolutions sont semblables. Néanmoins, l'échelle temporelle associée à la micro échelle de Taylor diminue quand on se rapproche de la surface libre. Loin de la grille, on s'aperçoit que les micro échelles spatiales les plus fines se retrouvent pour  $z/d=0,93$  mais cette différenciation est peu prononcée (figure 3.27). La faible diminution de la taille de la micro échelle à proximité de la surface libre coïncide alors avec une légère baisse de son temps caractéristique. Les évolutions constatées pour les plus fortes profondeurs sont aussi certainement dues à l'anisotropie légèrement plus marquée dans cette partie de l'écoulement (où nous appliquons quand même l'hypothèse de Taylor), caractérisée par une dispersion des valeurs plus marquée.

#### 3.4.3.4.2. Influence de la vitesse moyenne de l'écoulement

La figure 3.35 présente l'évolution de la micro échelle temporelle pour les diverses vitesses moyennes de l'écoulement testées.

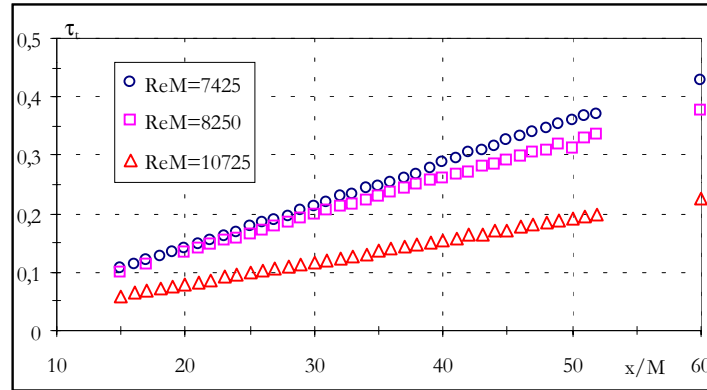


Figure 3.35. : Influence du Reynolds de maille sur la micro échelle temporelle

Alors que la surface libre n'a qu'une influence relativement faible (pour les conditions explorées dans ce travail) sur la micro échelle temporelle, le nombre de Reynolds de maille a une influence plus prononcée sur celle-ci puisqu'elle varie d'un facteur 2 lorsque  $Re_M$  passe de 7425 à 10725. Si la vitesse de l'écoulement augmente, il y a donc une réduction de la « durée de vie » des micro échelles. Dans ces conditions, et sachant que la taille de la micro échelle est pratiquement indépendante de la vitesse moyenne (figure 3.31), l'échelle de vitesse associée à la micro échelle s'accroît donc avec la vitesse moyenne de l'écoulement.

#### 3.4.3.5. Les échelles de Kolmogorov

Kolmogorov postule que tout écoulement turbulent possède des échelles de taille, de temps et de vitesse caractérisant les plus petites structures dissipatives. Elles se définissent suivant un raisonnement dimensionnel à partir de la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence  $\varepsilon$  et de la viscosité cinématique  $\nu$ . En dessous de cette catégorie d'échelle, tous les corps sont dissipés sous forme de chaleur sous l'action de la viscosité et ne peuvent donc pas subsister. C'est ainsi qu'il définit l'échelle de taille  $\eta_K$ , l'échelle de temps  $\tau_K$  et l'échelle de vitesse  $v_K$  à partir de  $\varepsilon$  et  $\nu$  données par les relations 1.14, 1.15 et 1.16.

### 3.4.3.5.1. Echelle spatiale de Kolmogorov

Les figures 3.36.a et b mettent en évidence les influences respectives de la surface et de la vitesse moyenne de l'écoulement sur cette échelle.

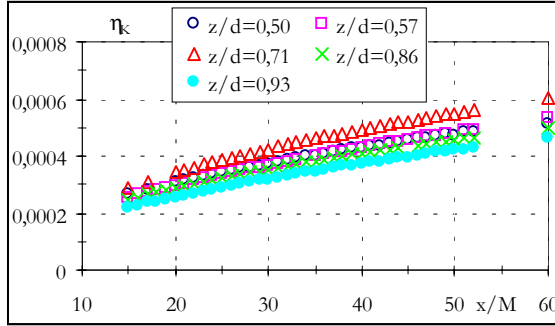


Figure 3.36.a. : Influence de la surface libre sur l'échelle spatiale de Kolmogorov

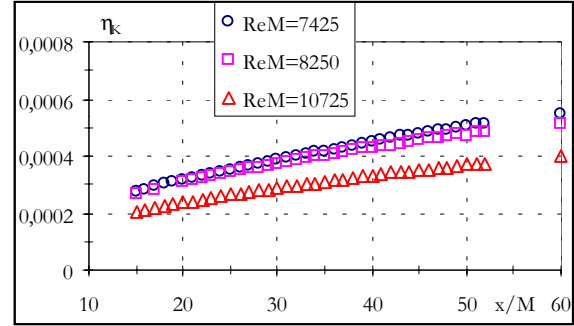


Figure 3.36.b. Influence de la vitesse sur l'échelle spatiale de Kolmogorov

En moyenne, la surface libre ne modifie pas le comportement de l'échelle spatiale de Kolmogorov. La mesure donne des valeurs comprises entre 0,25 et 0,6 mm suivant une loi en  $(x/M)^{0,48}$  pour  $d_1$  et en  $(x/M)^{0,52}$  pour  $d_2$ . Par contre, lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, cette échelle est réduite mais sa loi d'évolution demeure analogue.

### 3.4.3.5.2. Echelle temporelle de Kolmogorov

Elle fournit l'ordre de grandeur de la durée de vie des plus fines structures. Les influences de l'interface eau/air et de la vitesse de l'écoulement sont présentées sur les figures 3.37a-b.

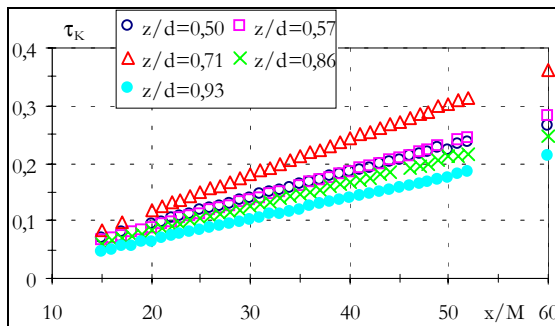


Figure 3.37.a. : Influence de la surface libre sur l'échelle temporelle de Kolmogorov

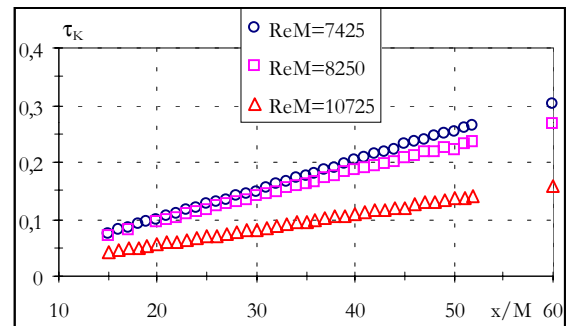


Figure 3.37.b. : Influence de la vitesse sur l'échelle temporelle de Kolmogorov

La durée de vie de ces structures varie entre 0,05 et 0,3 secondes quelle que soit la profondeur à laquelle on se place. Toutefois, on ne peut pas dégager un comportement uniforme au fur et à mesure que la profondeur augmente alors qu'il est clair qu'une augmentation du Reynolds de maille conduit à une diminution de l'échelle temporelle de Kolmogorov. Ces structures dissipatives ne sont transportées par l'écoulement moyen que sur une distance allant de 0,0125 m (0,38 M) à 0,075 m (2,28 M).

#### 3.4.3.5.3. Echelle de vitesse de Kolmogorov

L'estimation de l'échelle de vitesse de Kolmogorov est aussi possible afin de discuter des effets de la surface libre et de la vitesse de l'écoulement sur celle-ci (figures 3.38.a-b).

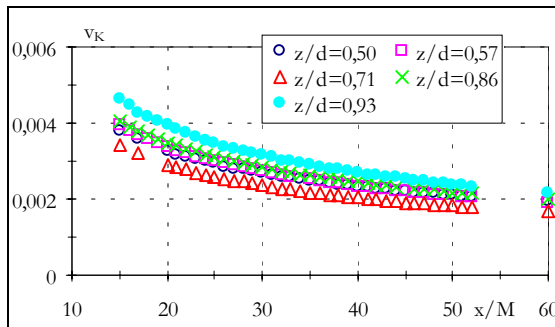


Figure 3.38.a. : Influence de la surface libre sur l'échelle de vitesse de Kolmogorov

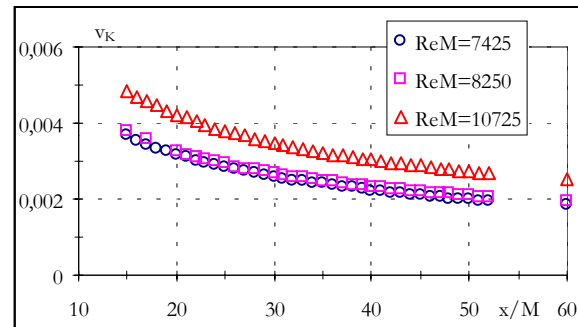


Figure 3.38.b. Influence de la vitesse sur l'échelle de vitesse de Kolmogorov

La gamme de vitesse des plus petites échelles de l'écoulement décroît en fonction de la distance à la grille de 0,004 à 0,002 m.s<sup>-1</sup> et n'est pas influencée (en moyenne) par la profondeur. Par contre, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement engendre une augmentation de leur célérité.

### 3.4.4. Conclusions

Nos résultats montrent que la macro échelle a une taille qui varie entre 0,5 et 3 M, pour une durée de vie maximale de six secondes. Elle n'est pas influencée par la vitesse de l'écoulement mais l'est par la présence de la surface libre. En se rapprochant de l'interface, on constate un étirement de cette structure dans le sens de l'écoulement d'un facteur allant jusqu'à 3. Son temps caractéristique est donc aussi accru.

La détermination de la micro échelle souligne le fait qu'elle n'est pas influencée de façon significative par la présence de la surface libre dans la limite des cas testés mais une influence n'est pas à exclure pour  $0,93 < z/d < 1$  où la présence de l'interface doit agir sur la dissipation. En revanche, on ne constate pas d'effet significatif de la vitesse moyenne de l'écoulement, point commun avec la macro échelle de turbulence. Elle évolue entre 0,2 et 0,5 M.

Enfin, les structures dissipatives ont une taille croissante de 0,25 mm à 0,6 mm dépendantes de la vitesse de l'écoulement mais insensible en moyenne à la présence de la surface libre.

Ces échelles ont des rôles différents au sein de l'écoulement. Les plus grosses sont responsables de la diffusion de l'énergie cinétique de turbulence puisqu'elles la transportent. D'un point de vue quantification, elles permettent de définir les bornes des domaines d'études tant au niveau spatial que temporel. Les micro échelles peuvent aider à dimensionner des sondes de mesure ou bien à resserrer un maillage pour des simulations numériques.

Leurs déterminations contribuent donc à la description du champ turbulent et à la compréhension des phénomènes physiques qui interviennent au sein des écoulements.

### **3.5. SYNTHÈSE DES RESULTATS**

Dans cette étude, nous avons déterminé les caractéristiques spatio-temporelles du champ turbulent à l'aval d'une grille dans un écoulement permanent à surface libre. Nous avons pu apprécier l'influence et le rôle de la surface libre et de la vitesse moyenne de l'écoulement sur les échelles de turbulence. Plusieurs étapes ont été nécessaires :

- Tout d'abord, une étude de l'écoulement non perturbé nous a conduit à choisir un emplacement pour la grille. Elle est placée à 2,31 m en aval de la structure en nid d'abeilles ;
- Les premières mesures réalisées en présence de la grille ont eu pour but de caractériser le champ moyen de l'écoulement turbulent à l'aval de la grille afin d'isoler une région de la veine d'essais possédant les propriétés d'homogénéité et d'axisymétrie. Cette zone est délimitée longitudinalement par  $15 < x/M < 100$ , transversalement par  $-3 < y/M < 3$  et verticalement par  $3 < z/M < 8$  ;

- La troisième partie de notre analyse a consisté en l'étude du champ turbulent à l'aval de la grille. Celle-ci doit également vérifier la condition d'isotropie pour que l'hypothèse de Taylor puisse s'appliquer. Cela nous conduit à affiner notre choix concernant la zone d'étude. Elle est désormais délimitée longitudinalement par  $15 < x/M < 60$ , transversalement par  $-3 < y/M < 3$  et verticalement par  $3 < z/M < 8$ . Elle n'est pas influencée par la présence des parois vitrées, le fond et la surface libre. Elle servira également dans le chapitre suivant de zone d'étude pour décrire l'influence de la houle sur les échelles de turbulence ;
- Enfin, le quatrième paragraphe est consacré à la détermination des échelles de turbulence. Les évolutions des macro échelles, micro échelles de Taylor et échelles de Kolmogorov sont discutées et l'influence de la vitesse moyenne de l'écoulement est abordée. Les principaux résultats sont repris dans le tableau (3.7), où quelques résultats obtenus par d'autres auteurs sont donnés à titre de comparaison. Ils illustrent la concordance de nos résultats avec les données existantes.

Auteurs	Murzyn (2002)	Cadiergue (1998)	Michelet (1998)	Belmabrouck (1998)	Benedict et Gould (1998)
$\bar{U}$ (m.s <sup>-1</sup> )	0,25	0,233	1,67	5 à 25	6,15 à 11,8
M (m)	0,033	0,01	0,01	0,004 et 0,01	0,00635
Re <sub>M</sub>	7425 à 10725	2330	16700	1300 à 16000	2600 à 5000
x/M	15 à 60	20 à 80	30 à 70	20 à 50	16 à 44
Isotropie <sup>(*)</sup>	15	20	30	20	16
L <sub>t</sub> /M	0,5 à 3	1 à 6	(-)	0,3	0,45 à 0,7
$\lambda_f / M$	0,2 à 0,5	0,6 à 1,3	0,5 à 0,6	0,2 à 0,25	0,25 à 0,4
$\eta_K / M$	0,076 à 0,018	0,03 à 0,06	(-)	(-)	(-)

Tableau 3.7. : Bilan général – <sup>(\*)</sup> début de la zone isotrope

Les travaux de Belmabrouck (1992) et Benedict et Gould (1998), réalisés pour un écoulement d'air, ou bien ceux de Cadiergue (1998) et Michelet (1998), effectués dans de l'eau, donnent des mesures des macro, micro échelles et échelles de Kolmogorov comparables à celles que nous présentons. Tous travaillent dans une zone homogène et isotrope dont le début se situe à une vingtaine de mailles en aval de la grille. Les valeurs des macro échelles estimées par



Cadiergue (1998), légèrement plus importantes que les autres, s'expliquent par la méthode employée pour les estimer. L'auteur ne détermine l'évolution de l'énergie cinétique de turbulence qu'à partir de 20 mailles en aval de la grille. Or, cette évolution est aussi dépendante de ce qui se passe à proximité de la grille.

En étendant les mesures hors de la zone de travail précédemment définie, une attention particulière est apportée aux effets de la surface libre sur le développement des échelles de turbulence. L'interface eau/air contribue à l'étirement des structures énergétiques en les empêchant de se développer verticalement et en privilégiant leur développement longitudinal. Cette représentation de l'évolution des échelles de turbulence constitue une base pour étudier l'influence de la houle sur les échelles de turbulence, objectif du quatrième chapitre. Pour cela, nous superposons au courant continu un écoulement de houle. Une nouvelle étude est entreprise dans la zone pré-délimitée afin de caractériser les structures turbulentes, leur évolution et l'effet d'une oscillation périodique de la surface libre.

# **CHAPITRE 4**

## **ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT HOULE + COURANT**

Le but de ce chapitre est d'étudier les échelles de turbulence dans un écoulement issu de la superposition de la houle et du courant. Pour y parvenir, et après avoir analysé la structure de la turbulence en écoulement permanent (chapitre 3), nous devons respecter une méthodologie précise. Ce chapitre se décompose en quatre parties.

Dans un premier temps, nous décrivons les caractéristiques de l'écoulement de la houle seule. La présentation des profils de surface libre et de vitesses permet de confronter l'approche expérimentale à la théorie.

Ensuite, nous examinons les effets de la superposition de la houle au courant sur les profils de surface libre et de vitesses. Nous mettons en évidence l'apparition de phénomènes non linéaires. Finalement, à l'examen des conclusions des deux parties, trois configurations pour notre étude sont envisagées.

Dans la troisième partie, nous abordons la technique de mesure des échelles de turbulence en écoulement non permanent (méthode des corrélations). Des problèmes particuliers liés à l'écoulement conduisent à modifier la méthode de détermination de ces échelles par rapport à celle employée précédemment. Cette nouvelle procédure sera tout d'abord validée en écoulement permanent. Ensuite, elle sera appliquée à l'écoulement de houle et de courant superposés.

Les résultats de l'évolution des échelles de turbulence en fonction de la phase de la houle sont présentés en dernière partie. Une analyse détaillée est menée pour isoler le rôle et l'influence de chaque paramètre : période, hauteur des vagues et vitesse du courant. L'existence d'une micro échelle de Taylor sera également suggérée en fonction de la structure de la corrélation pour les faibles séparations.

Enfin, une synthèse des résultats est donnée

## **4.1. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT DE HOULE**

Cette première partie porte exclusivement sur l'écoulement de houle. L'analyse se concentre sur l'évolution de la surface libre et sur les champs des vitesses à mi-profondeur ( $z/d=0,5$ ) et au centre de la veine d'essai ( $y/l_c=0$ ). La plage d'amortissement est installée à l'extrémité du canal afin de diminuer la réflexion et de minimiser les perturbations de la surface libre. La profondeur au repos est toujours de  $d=0,35$  m. Le repère est celui de la figure 3.1.

### **4.1.1. Profils de surface libre**

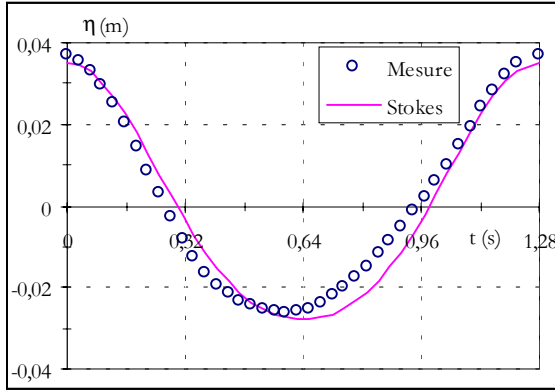
Les mesures de surface libre sont réalisées à l'aide des sondes résistives. En fonction des capacités du batteur, six configurations sont testées pour des périodes comprises entre 1,28 et 2,28 secondes ( $2 < L < 4$  m). Le filtre et la structure en nid d'abeilles créent une distorsion supplémentaire bien que cette dernière soit positionnée de manière à minimiser les éventuels phénomènes de résonance pouvant apparaître entre le batteur et la structure elle-même. Pour « lisser » la surface libre, nous avons placé du « papier bulle » juste en amont de la structure. L'expérience a montré qu'il atténuait l'agitation et limitait les réflexions. L'acquisition se fait à mi-distance entre le batteur et la plage d'amortissement. La fréquence et la durée d'acquisition sont fixes (32 hertz, 30 secondes). Le nombre de vagues enregistrées est compris entre 13 et 23. Elles sont superposées les unes aux autres et moyennées pour obtenir une vague moyenne.

Les figures 4.1.a-f montrent les six vagues moyennes correspondantes aux six périodes testées (tableau 4.1). De l'enregistrement initial et pour des raisons pratiques dans le traitement des données, nous avons retranché la valeur moyenne, due à la surélévation du niveau moyen. Par conséquent, ces évolutions temporelles ont une valeur moyenne nulle sur une période.

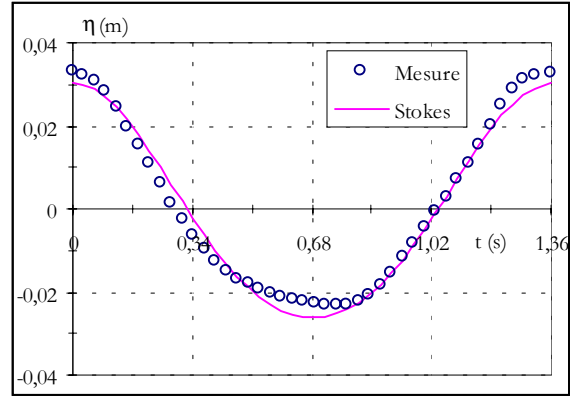
<b>Cas de figure</b>	<b>Période T (s)</b>	<b>Longueur d'onde L (m)</b>
a	1,28	2,03
b	1,36	2,21
c	1,46	2,41
d	1,58	2,64
e	1,86	3,22
f	2,28	4,03

Tableau 4.1. : Périodes et longueurs d'ondes des houles testées

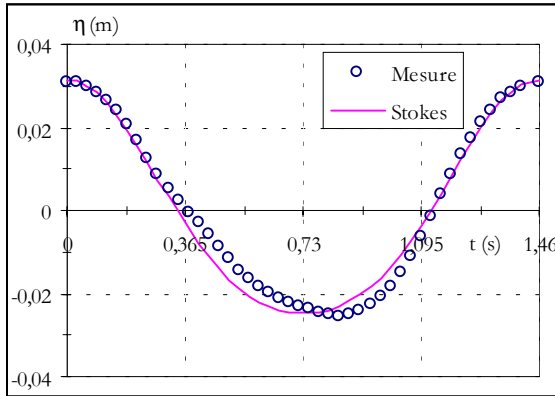
Nous avons également représenté le profil moyen obtenu à partir de la théorie de Stokes au second ordre (annexe 1, page 190).



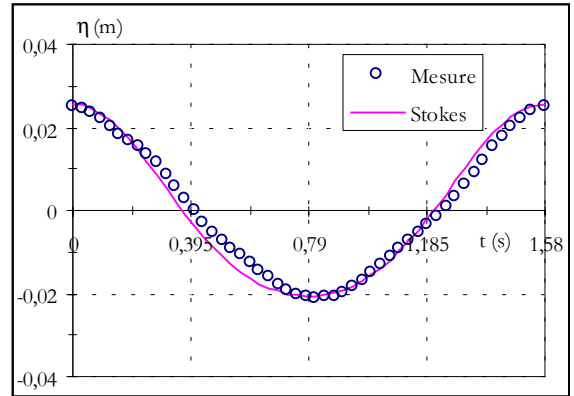
(a)



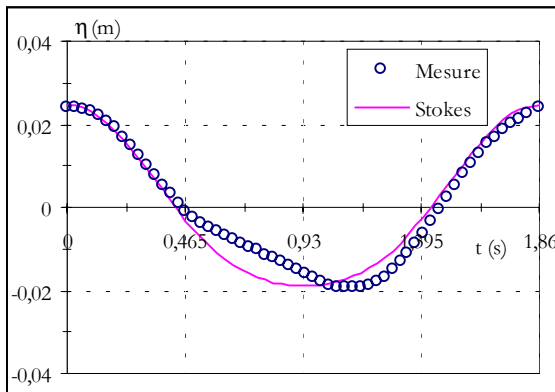
(b)



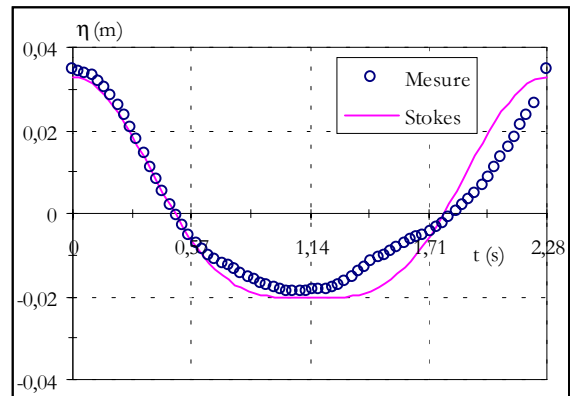
(c)



(d)



(e)



(f)

Figure 4.1.(a-f). : Profils de surface libre – vague moyenne

Les limites du batteur et du dispositif expérimental apparaissent principalement pour les plus grandes périodes. La dissymétrie des profils s'accroît lorsque la longueur d'onde augmente. La longueur du canal en est l'une des raisons. Pour les plus grandes périodes, quatre vagues au maximum peuvent se propager en même temps dans le canal.

Ces figures révèlent également une bonne concordance entre la théorie et les mesures en canal notamment pour les quatre premiers cas qui correspondent à des périodes de 1,28, 1,36, 1,46 et 1,58 seconde. Pour les deux autres, des dissymétries plus marquées sont visibles au voisinage du creux de la vague et un déphasage apparaît.

En considérant les limites de notre dispositif expérimental, cette première analyse de la surface libre amène à éliminer les périodes relatives aux cas e et f. Les anomalies sur les évolutions de surface libre se répercuteront normalement sur les profils de vitesses.

Nous travaillons donc sur une plage de périodes et de hauteurs de houle relativement limitée comprises entre 1,28 et 1,58 seconde. Ceci est dû au batteur qui restreint la plages de mesures. La marche, située à proximité de ce dernier, est également une contrainte car elle déforme la houle par réfraction, principalement dans le cas des faibles profondeurs d'eau.

Au cours de l'acquisition, l'observation des spectres de houle en amplitude et en énergie a également mis en avant la part prépondérante du fondamental. La plus grande partie de l'énergie de la houle s'y concentre illustrant ainsi la périodicité de la houle.

Afin de mieux définir l'écoulement réel, l'intérêt s'est porté maintenant sur les champs de vitesses. On a auparavant constaté dans les études menées en laboratoire que la théorie de Stokes au second ordre était la plus communément employée en canal à houle. Nous utilisons cette théorie pour comparer les profils de vitesses.

### **4.1.2. Profils de vitesses**

Notre étude comparative porte sur les composantes horizontale (U) et verticale (V) de la vitesse mesurées à mi-profondeur au centre de la veine ( $z/d=0,5$  ;  $y/l_c=0$ ). Leur expression théorique fait intervenir la période (T), la hauteur d'eau (d), la profondeur (z) à laquelle sont faites les mesures, la longueur d'onde (L) et l'amplitude (H) de la houle (annexe 1, page 190).

#### **4.1.2.1. Composante horizontale de la vitesse**

L'acquisition des vitesses se fait sur une durée suffisamment longue comprenant plusieurs dizaines de vagues. Pour chaque composante de la vitesse, la superposition des vagues se fait à

partir d'une origine temporelle fixe (passage du front montant de la vague par le niveau zéro de la surface libre). Toutefois, les représentations des vagues moyennes pour U et V peuvent être faites en décalant cette origine temporelle puisqu'un déphasage d'un quart de période existe entre elles. Techniquement, leurs représentations respectives ne peuvent donc pas se faire en faisant correspondre au zéro temporel le passage de U et V par zéro par front montant. La vague moyenne obtenue est ensuite comparée à la théorie de Stokes au second ordre.

La figure 4.2 présente les mesures de laboratoire issues de la superposition de plusieurs vagues ainsi que le profil théorique ( $T=1,58$  s) pour la composante horizontale de la vitesse.

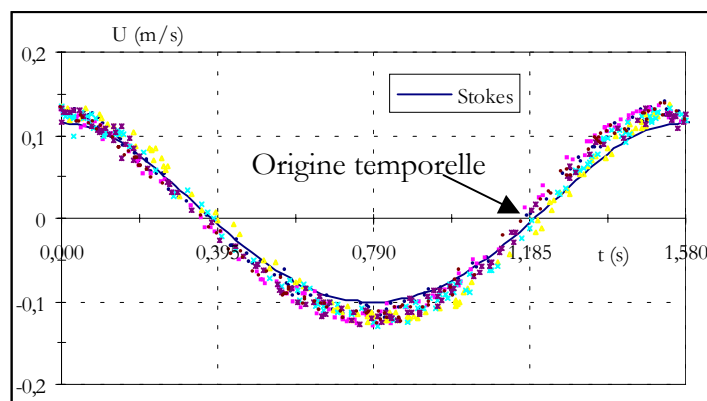


Figure 4.2. : Comparaison théorie / mesure pour la composante horizontale de la vitesse

Ces mesures de vitesses, fournies par la Vélocimétrie Laser et qui concernent la composante horizontale concordent avec les résultats théoriques. Les faibles écarts sont dus à un coefficient de réflexion non nul sur les parois, à la présence de la marche à proximité du batteur et à la précision des mesures sur la hauteur des vagues, leur période et leur longueur d'onde qui sont liées à la résolution des sondes de surface libre (de l'ordre du millimètre). Le même principe est repris pour examiner la composante verticale de la vitesse.

#### 4.1.2.2. Composante verticale de la vitesse

La figure 4.3 présente les mesures en laboratoire issues de la superposition de plusieurs vagues ainsi que le profil théorique ( $T=1,58$  s) pour la composante verticale de la vitesse. Notre représentation tient compte du déphasage existant entre U et V : lorsque U passe par 0, V est extrême et réciproquement.

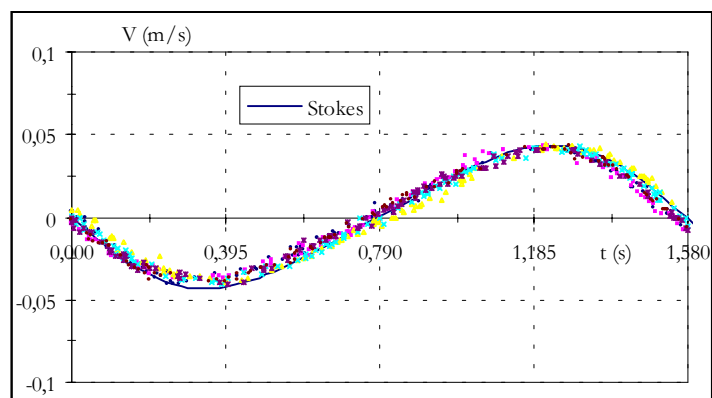


Figure 4.3. : Comparaison théorie / mesure pour la composante verticale de la vitesse

Nos mesures indiquent également un bon accord avec la théorie de Stokes au second ordre. Les figures 4.2 et 4.3 rendent compte du déphasage existant entre les composantes horizontale et verticale de la vitesse. Celui-ci est égal à un quart de la période de la houle. Enfin, la présence de la structure en nid d'abeilles et du « papier bulle » a un effet négligeable sur les profils de vitesses. Ce dernier est tout de même nécessaire pour « lisser » la surface libre et atténuer la réflexion.

#### 4.1.2.3. Conclusions et synthèse des conditions de houle retenues

La houle générée par le batteur est une houle de type Stokes au second ordre. L'accord entre les profils de surface libre théoriques et expérimentaux est presque parfait. Il en va de même en ce qui concerne les mesures de vitesses.

A l'issue de cette analyse initiale, trois conditions particulières de houle sont retenues. Leurs caractéristiques sont consignées dans le tableau 4.2.

Cas de figure	Période T (s)	Longueur onde (m)	H (m)
$T_1$	1,28	2,03	0,063
$T_2$	1,36	2,21	0,056
$T_3$	1,58	2,64	0,046

Tableau 4.2. : Caractéristiques des houles retenues



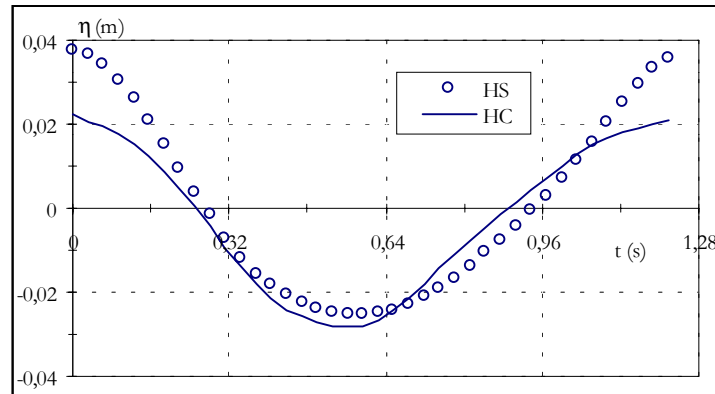
## 4.2. ANALYSE DE L'ÉCOULEMENT DE HOULE ET COURANT SUPERPOSES

Compte tenu des études précédentes, nous avons maintenant les moyens d'aborder l'analyse de l'écoulement issu de la superposition de la houle et du courant. Nous nous sommes placés dans le cas d'une seule et même vitesse de courant. Elle est constante et vaut  $0,25 \text{ m.s}^{-1}$ .

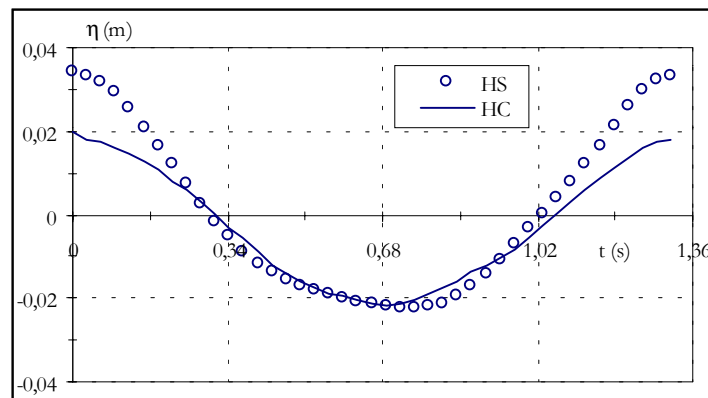
Notre intérêt se porte toujours sur les profils de surface libre et de vitesses conformément à la démarche exposée en 4.1. Les acquisitions de vitesse se font toujours au même point de mesure ( $z/d=0,5$  et  $y/l_c=0$ ).

### 4.2.1. Profils de surface libre

Pour les mêmes conditions de batteur qu'au paragraphe 4.1, les évolutions des profils de surface libre pour  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$  sont présentées sur les figures 4.4.a-c. HS désigne le cas « houle seule » et HC le cas « houle + courant ».



(a),  $T_1=1,28 \text{ s}$



(b),  $T_2=1,36 \text{ s}$

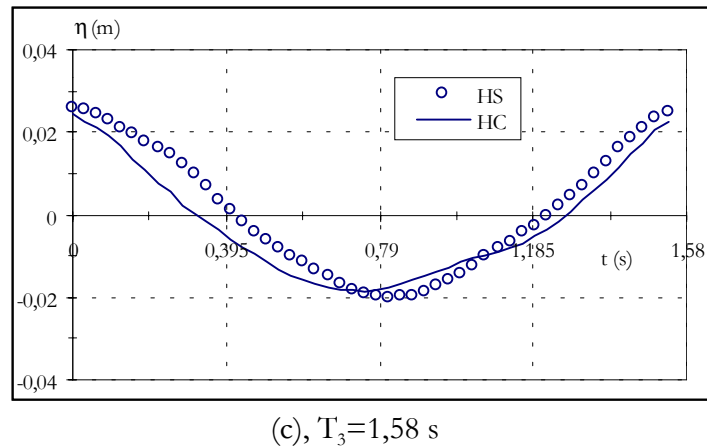


Figure 4.4.a-c. : Comparaison HS/HC pour les profils de surface libre

L'association du courant à la houle se manifeste principalement par une diminution de la hauteur  $H$  de la houle. Le niveau atteint lors de la phase de crête dans le cas HC est moins élevé que celui obtenu en houle seule. Les creux, eux, sont peu différentiables. De plus, cette tendance s'atténue lorsque la période augmente et devient infime pour  $T_3$ .

Ces variations s'expliquent principalement par l'apparition de phénomènes non linéaires (Wolf et Prandle, 1999). D'autres éléments, comme la déformation de la surface libre au droit de la sortie de la pompe, peuvent aussi contribuer à cet effet et sont inhérents au dispositif expérimental. Dans cette zone, la houle et le courant, produits par deux sources dont les axes sont orthogonaux (figure 4.5), commencent à interagir. Puisque la structure en nid d'abeilles atténue ce phénomène lorsqu'on s'éloigne du batteur, on en conclut que la diminution de l'amplitude de la houle est essentiellement imputable aux interactions non linéaires. En revanche, la longueur d'onde de la houle n'est pas modifiée de façon significative.

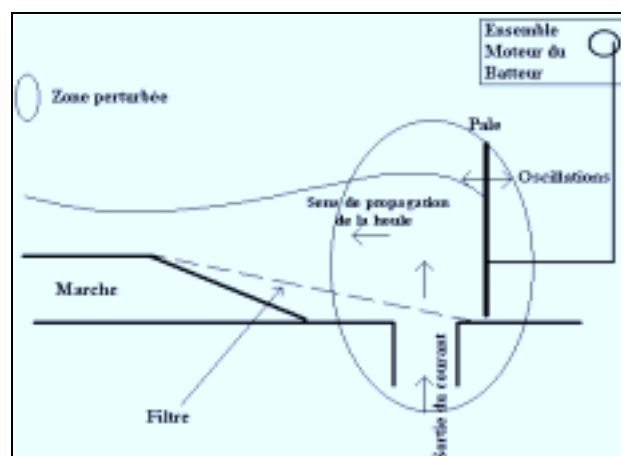


Figure 4.5. : Origine de la déformation de la surface libre dans le cas houle + courant

Le niveau moyen (HC) est supérieur à celui mesuré dans le cas HS. Cette surélévation est due au refoulement vertical en sortie de pompe lorsque celle-ci est mise progressivement en action.

## **4.2.2. Profils de vitesses**

### **4.2.2.1. Composante horizontale**

La figure 4.6 présente l'évolution sur une vague moyenne, pour  $T_3=1,58$  s de la composante horizontale de la vitesse mesurée par Vélocimétrie Laser. Nous y avons également représenté le profil théorique de Stokes au second ordre auquel nous avons ajouté une composante continue (C.C.).

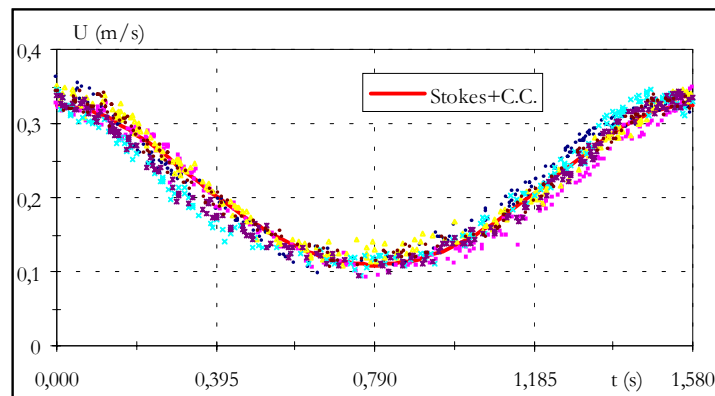


Figure 4.6. : Composante horizontale de la vitesse, écoulement HC,  $T=1,58$  s

La vitesse horizontale suit une évolution analogue à celle relevée dans le cas HS mais sa valeur moyenne est non nulle. Sur la base des données recueillies pour les deux autres périodes, on constate que la période influence l'amplitude des oscillations mais pas la valeur moyenne. Cette dernière est tout de même inférieure d'environ 10 % par rapport à celle mesurée en courant seul pour une même fréquence de rotation de la pompe. L'augmentation de la contrainte de cisaillement sur le fond explique cette différence.

### **4.2.2.2. Composante verticale**

La figure 4.7 montre l'évolution sur une vague moyenne, pour  $T_3=1,58$  s de la composante verticale de la vitesse mesurée par Vélocimétrie Laser. Nous avons également tracé le

profil théorique de Stokes au second ordre auquel nous avons ajouté une faible composante continue (C.C.), égale à 5 % de la vitesse moyenne horizontale. Cet ajout est justifié par le fait que la vitesse moyenne verticale n'est pas nulle même en l'absence de houle (chapitre 3).

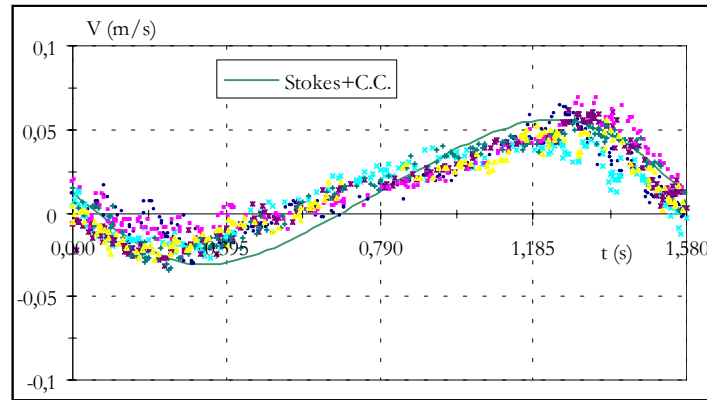


Figure 4.7. : Composante verticale de la vitesse, écoulement HC,  $T=1,58$  s

Nos mesures montrent que le profil perd de sa symétrie et que la dispersion est plus importante sur cette composante à cause de la configuration expérimentale (figure 4.5) et de l'interaction non linéaire entre la houle et le courant.

#### **4.2.3. Synthèse : choix des écoulements de houle et courant**

La description de nos conditions expérimentales HS et HC montre que :

- La houle générée par le batteur suit la théorie de Stokes au second ordre pour les profils de vitesses et de surface libre ;
- L'action du courant sur la houle se manifeste par une diminution de la hauteur crête/creux de la houle pour les plus petites périodes ;
- Pour une même fréquence de rotation de la pompe, la vitesse moyenne horizontale mesurée en configuration HC est inférieure de 10 % à celle calculée en courant seul. Cette différence s'explique par l'augmentation de la contrainte de cisaillement sur le fond (Wolf et Prandle, 1999) ;
- La dispersion des valeurs est plus marquée sur la composante verticale dans le cas HC. Cela est surtout dû aux interactions non linéaires entre la houle et le courant et pour partie à la géométrie de notre dispositif expérimental.

L'ensemble de ces essais a permis de sélectionner trois périodes de houle comprises entre 1,28 et 1,58 seconde. Notre étude comparative entre la structure de la turbulence en écoulement permanent et en écoulement de houle et courant superposés est entreprise sur la base de ces conditions expérimentales. La période et l'amplitude de la houle ainsi que la vitesse du courant seront les paramètres que nous pourrions faire varier.

L'objectif principal de ce chapitre nécessite d'aborder maintenant la technique de mesure par corrélation (M.C.) des échelles de turbulence. Pour cela, nous effectuons un test en écoulement permanent dans le but de la valider.

### **4.3. TECHNIQUE DE MESURE DES ECHELLES DE TURBULENCE PAR CORRELATION**

#### **4.3.1. Disposition du système de mesure des corrélations**

La conception de ce dispositif (figure 2.16) fait que, dans notre cas, nous avons choisi de mesurer les corrélations longitudinales de la composante verticale de la vitesse. L'autre adaptation envisageable au départ, à savoir la mesure de la corrélation transversale de la composante horizontale de la vitesse, n'a pas été retenue car beaucoup plus complexe à mettre en place (compte tenu de l'aménagement de notre dispositif expérimentale) et moins modulable.

#### **4.3.2. Technique de mesure et méthodologie**

##### **4.3.2.1. Fréquence d'acquisition et temps de coïncidence**

Le problème principal pour la mesure de corrélations concerne le taux d'acquisition (chapitre 2). Il est plus faible que celui obtenu pour des mesures 2D classiques (Fraser et al, 1986). Nous apportons une attention particulière sur ce point. Nous veillons à ce qu'il soit maintenu supérieur aux fréquences les plus hautes mesurées dans l'écoulement permanent qui sont de l'ordre de la vingtaine de hertz (figures 3.37.a-b). Pour y parvenir, hormis l'ensemencement, un moyen est d'agir sur la fenêtre de coïncidence  $\tau_c$ .

Pour l'écoulement permanent, la fenêtre de coïncidence se définit par rapport au temps de parcours moyen du volume de mesure par une particule transportée par l'écoulement moyen.

Nous avons vu qu'il existait une tolérance et qu'elle pouvait valoir jusqu'à dix fois ce temps de parcours moyen (chapitre 2). En revanche, pour l'écoulement non permanent, un problème supplémentaire est posé à cause de la variation temporelle de la vitesse moyenne :  $\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} \neq 0$ . Dans ce cas, le temps mis par une particule transportée par l'écoulement moyen pour traverser le volume de mesure n'est plus constant mais varie en fonction de la phase de la houle. C'est pourquoi, pour conserver une fréquence d'acquisition convenable, nous choisissons d'adapter  $\tau_c$ . Aucune référence à ce sujet n'est donnée en bibliographie. Nous proposons alors de définir une méthodologie propre selon nos conditions expérimentales.

Nous décidons de moduler ce temps de coïncidence pour prendre en compte non seulement la variation du temps de parcours du volume de mesure en fonction de la phase mais aussi la variation de la distance  $r$  entre les deux volumes de mesures. Ce choix est dicté d'une part par les constatations expérimentales sur les taux d'acquisition lors des premiers essais et d'autre part par la mise au point du dispositif et ses réglages. Contrairement au cas houle seule (HS), il est difficile d'obtenir un ensemencement constant homogène lorsque le courant est superposé à la houle. Sa présence entraîne une convection des particules en suspension plus rapide et oblige à en ajouter plus souvent. En revanche, en présence de la houle seule, cette convection est nettement moins rapide. L'idéal serait de pouvoir moduler  $\tau_c$  en fonction de la phase de la houle mais ceci reste impossible. De même, les pertes de signal causées par ce dispositif limitent la fréquence d'acquisition à des valeurs voisines de 50 Hz quand les valeurs de  $\tau_c$  sont respectées.

Notre choix s'est porté sur les valeurs fournies dans le tableau 2.3. Il est arbitraire et n'est peut être pas rigoureusement optimisé pour chacune des phases de la houle mais nous permet de maintenir une fréquence d'acquisition proche de 50 hertz.

Dans la suite de ce chapitre, une estimation sur la précision et la validité des mesures est également présentée. Elle repose sur l'analyse des erreurs de mesures pouvant être faites lors de la mesure de coefficient de corrélation, principalement en fonction des temps de coïncidence ou de la séparation  $r$  entre les volumes de mesure.

#### 4.3.2.2. Durée de l'acquisition et recalage temporel des données

L'acquisition des données de surface libre et de vitesses se fait simultanément grâce au logiciel BSAFlow sur une période de 70 secondes, suffisamment grande devant les périodes  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$ . Le nombre de vagues enregistrées est élevé (tableau 4.3) et supérieur à celui présenté dans les études sur les écoulements de houle et qui est habituellement compris entre 10 et 20.

Période T (s)	N
1,28	54
1,36	51
1,58	44

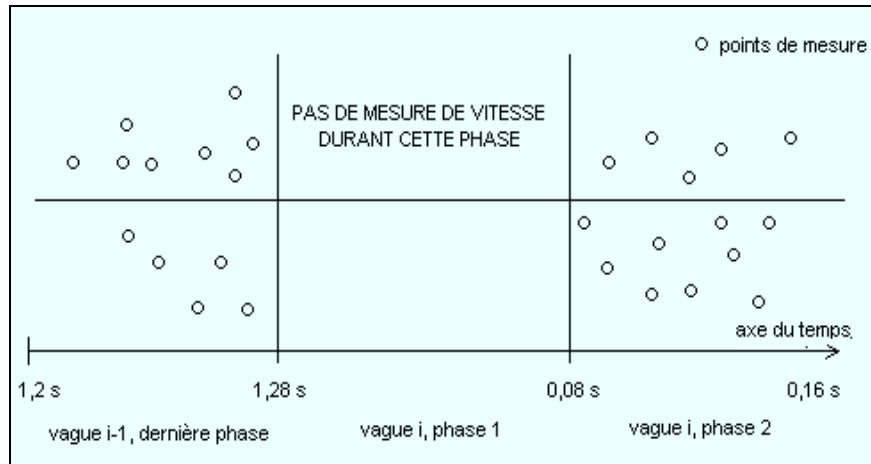
Tableau 4.3. : Nombre de vagues (N) enregistrées en fonction de la période de la houle

Le nombre de vagues supérieur à 40 et le nombre de points de mesure sont donc suffisants pour obtenir une représentation exacte de l'écoulement.

Pour le recalage temporel des données de vitesses par rapport à celles de la surface libre, il existe au moins deux méthodes :

- La première consiste à repérer une position particulière de la surface libre (passage par le zéro et front montant par exemple) pour *chaque* période de houle. La première donnée qui vérifie cette condition est alors prise comme référence temporelle. L'inconvénient de cette technique est dû à l'acquisition aléatoire par Vélocimétrie Laser. Il se peut que le premier point de mesure de chaque vague qui satisfait à ce critère n'appartienne pas à la première phase de houle. On peut donc se retrouver avec certaines phases où le nombre de mesures validées soit très faible voire nul. La description de l'évolution de l'échelle intégrale en fonction de la phase de la houle pourrait donc être incomplète ;
- Pour le second mode opératoire, on travaille sur une suite continue de N vagues obtenue pour chaque séparation  $r$ . Ces N vagues sont ensuite superposées les unes aux autres à partir d'une référence temporelle fournie par le signal de surface libre. Dans notre cas, elle correspond au passage de la surface libre par zéro par front montant. Le premier point vérifiant cette condition est isolé. Nous subdivisons ensuite notre série de données en N-1 sous parties de durée égale à la période de la houle. Elles sont ensuite recalées tour à tour pour respecter leur origine temporelle. Grâce à ce mode opératoire, on s'affranchit du problème supplémentaire qui fait que, entre la fin de la vague (i-1) et la vague i, il y ait un laps de temps pendant lequel aucune valeur de vitesse ne puisse être mesurée (figure 4.8).

Nous choisissons de travailler selon ce second mode opératoire.

Figure 4.8. : Nécessité du recalage des données laser, cas  $T_1=1,28$  s, 16 phases

#### 4.3.2.3. Pas de mesure

Les corrélations peuvent être mesurées pour un espacement maximal de vingt millimètres entre les deux volumes de mesures. Pour avoir un nombre de points de mesure suffisamment grand et assurer une définition correcte de la corrélation pour les plus faibles séparations, nous adoptons le pas de mesure de la manière suivante (31 mesures par coefficient) :

- Pour  $0 < r < 10$  mm, le pas de mesure est d'un demi millimètre, soit 21 mesures ;
- Pour  $10 < r < 20$  mm, le pas de mesure est d'un millimètre, soit 10 mesures.

Pour les plus faibles séparations, des distorsions dans le volume de mesure ou des erreurs de mesures dus à la non-linéarité des franges d'interférences peuvent survenir (chapitre 1). Nous considérons que cela est possible tant que  $r < 3 \eta_K$ , c'est-à-dire  $0 < r < 0,001$  m sur la base des résultats du chapitre 3. De même, expérimentalement, le coefficient de corrélation ne peut atteindre sa valeur maximale de 1 lorsque  $r=0$ . On supposera donc que  $R(0)=1$ .

#### 4.3.3. Validation de la technique : application à l'écoulement permanent

La mesure simultanée de la composante verticale de la vitesse en deux points distincts permet d'estimer le coefficient de corrélation, dont nous rappelons l'expression (4.1), et de décrire son évolution en fonction de  $r$  pour différentes positions derrière la grille.



$$R(r) = \frac{\overline{u_i(x)u_i(x+r)}}{\sqrt{\overline{u_i^2(x)}}\sqrt{\overline{u_i^2(x+r)}}} \quad (4.1)$$

Avant d'entreprendre l'étude de l'écoulement non permanent, nous testons notre technique d'analyse (M.C.) dans le cas du courant seul. Les conditions expérimentales sont strictement identiques à celles du chapitre 3. Les valeurs de  $R$  présentées à titre d'exemples sur les figures 4.9.a-b correspondent à deux positions à l'aval de la grille d'abscisses respectives  $x/M=22$  et 27. Nous pourrions comparer ces résultats avec ceux obtenus par la méthode énergétique présentés dans le chapitre précédent.

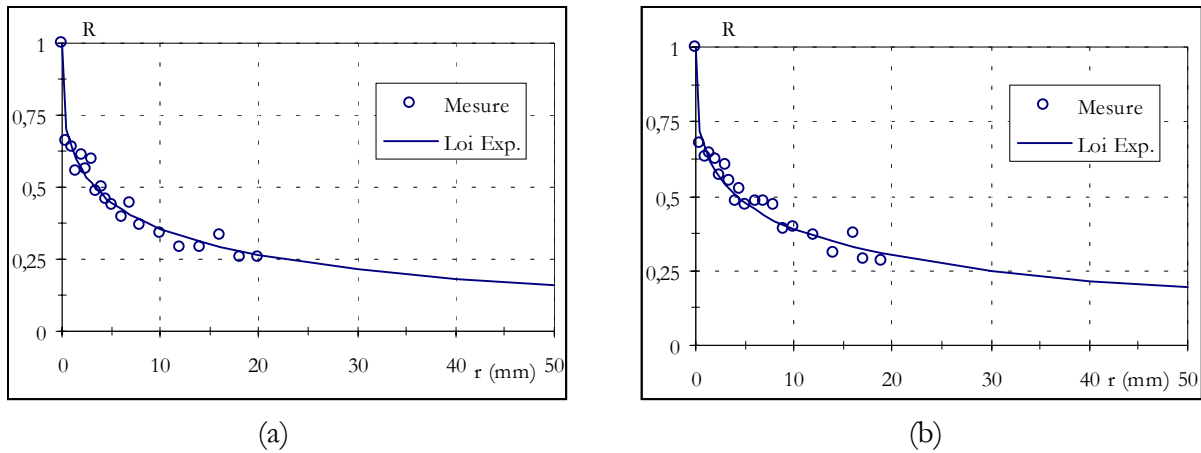


Figure 4.9.a-b. : Coefficient de corrélation, écoulement permanent, (a)  $x/M=22$ , (b)  $x/M=27$

La loi de tendance tirée de nos mesures est définie sur la base de travaux antérieurs (Pedersen et al, 1998) suggérant une relation fonction de trois paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$  (4.2) :

$$R(r) = ae^{-br^c} \quad (4.2)$$

Pour déterminer  $a$ ,  $b$  et  $c$ , on procède de la manière suivante :

- On suppose tout d'abord que la corrélation est maximale pour  $r=0$ . On a donc  $a=1$  ; c'est une condition limite ;
- A partir de la représentation de  $\ln(R)$  en fonction de  $r$ , l'équation de la courbe de tendance en puissance fournit la valeur de  $c$ . Elle vaut 0,36 pour  $x/M=22$  et 0,35 pour  $x/M=27$  ;

- La valeur  $b$  est aussi donnée par cette représentation graphique et elle vaut entre 0,42 et 0,45.

La loi d'évolution de  $R$  permet d'estimer l'échelle intégrale transversale à l'aide de (4.3)

$$L_g = \int_0^{r_{\max}} R(r) dr \quad (4.3)$$

Le comportement asymptotique de  $R$  lorsque  $r$  tend vers l'infini nous amène à délimiter arbitrairement une borne supérieure d'intégration  $r_{\max}$ . Elle est déterminée comme la valeur de  $r$  au delà de laquelle  $R(r) < 0,04$ . Les résultats de l'intégration sont donnés dans le tableau 4.4 :

$x/M$	Echelle intégrale transversale $L_g$ (m)	Echelle intégrale longitudinale $L_f$ (m)
22	0,0283 (0,86 M)	0,0400 (1,21 M)
27	0,0390 (1,18 M)	0,0552 (1,67 M)

Tableau 4.4. : Echelles intégrales en écoulement permanent

La comparaison entre ces résultats et ceux obtenus avec la méthode énergétique (M.E., chapitre 3) pour la même profondeur relative de mesure  $z/d=0,5$  et au centre de la veine  $y/l_c=0$  peut alors être faite (figure 4.10).

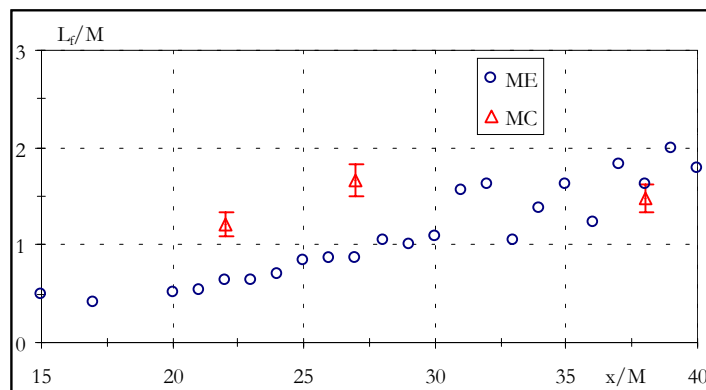


Figure 4.10. : Comparaison entre macro échelle (M.E.) et échelle intégrale (M.C.) en écoulement permanent

Les deux méthodes fournissent des résultats cohérents puisque les valeurs sont, en moyenne, assez proches. Pour la méthode énergétique (M.E.), la croissance est régulière. Les gros

« tourbillons » se développent en aval de la source qui produit la turbulence. Suivant la méthode des corrélations (M.C.), la croissance de l'échelle intégrale est plus lente, avec des valeurs proches de  $M$ . Dans ce cas de figure, la réelle tendance de  $L_f$  peut se trouver occultée par le nombre de points de mesures (3). De même, il peut exister une ambiguïté sur la quantité mesurée par les deux méthodes à l'origine de la différence. Des écarts sont aussi constatés par Yearling et Gould (1993) qui suggèrent tout de même une tendance à la croissance linéaire de la macro échelle (ou échelle intégrale) en fonction de la distance à la grille.

En outre, la dispersion des résultats est souvent plus importante lorsqu'ils sont obtenus à partir de coefficients d'auto-corrélation (Benedict et Gould, 1998). Dans ce cas, une tendance globale ne peut être obtenue que si le nombre de points de mesure est suffisamment grand. Nos résultats montrent une croissance lente de l'échelle intégrale avec des valeurs proches de celle de la maille  $M$ . Selon Benedict et Gould (1998), la dispersion des résultats s'explique par l'incertitude sur la mesure de la corrélation variable d'un cas de figure à l'autre.

On notera que dans le cadre de nos mesures, deux points sur trois donnent des résultats relativement proches de ceux issus de la technique M.E. En calculant la différence entre la M.E et la M.C selon la relation 4.4, on obtient une erreur relative moyenne de 20 %. Comparativement, Yearling et Gould (1993) ont des écarts pouvant atteindre 60 %.

$$\text{erreur relative} = \frac{L_f(\text{M.E.}) - L_f(\text{M.C.})}{\max(L_f(\text{M.E.}), L_f(\text{M.C.}))} \quad (4.4)$$

#### **4.4. DETERMINATION DES ECHELLES DE TURBULENCE**

Comme la dispersion des valeurs de  $U$  et  $V$  en écoulement de houle et courant superposés s'atténue au fur et à mesure que la distance grille - point de mesure augmente, nous décidons de reculer la grille de deux mètres et de la rapprocher de la plage d'amortissement. L'écoulement dispose ainsi d'une plus grande distance pour s'établir.

##### **4.4.1. Mesure des fluctuations de vitesse dans la houle**

A la différence de l'écoulement permanent où  $\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = 0$ , le cas de la superposition de la houle au courant induit une difficulté supplémentaire pour le traitement des données. La vitesse moyenne de l'écoulement varie en fonction de la phase de la houle (4.5).

$$\left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} \right) \neq 0 \quad (4.5)$$

Il nous est nécessaire de procéder à un traitement par phase pour dissocier la fluctuation de vitesse  $u$  de l'écoulement du terme  $\frac{\partial \bar{U}}{\partial t}$ . Le principe de cette méthode est introduit par Marin et Bélorgey (1993). La figure 4.11 présente ce processus sur une phase de houle.

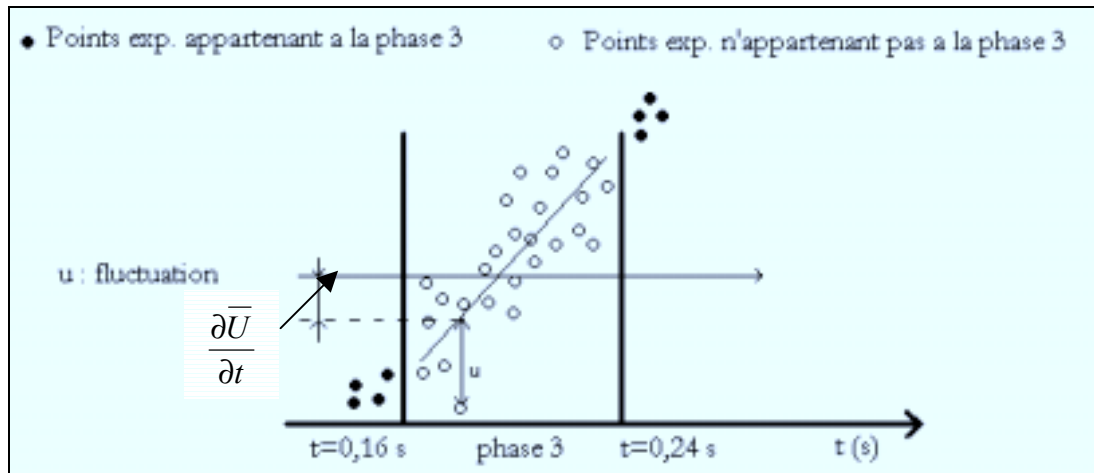


Figure 4.11. : Principe de la régression linéaire

Entre les limites temporelles d'une phase symbolisées par les deux traits verticaux, nous avons représenté des données de vitesses issues de la superposition des vagues appartenant à une phase considérée. La droite de régression linéaire relative à ces points de mesure est tracée. Elle permet de mesurer la fluctuation  $u$  de la vitesse qui correspond à l'écart entre l'un de ces points et la valeur fournie par la droite de régression à l'instant  $t$  de la mesure.

En procédant de cette manière, nous supposons que sur chacune des phases, la surface libre (donc  $U$  et  $V$ ) est une fonction linéaire croissante ou décroissante du temps. La houle est donc décomposée en une succession de  $n$  phases sur lesquelles on admet que le mouvement est rectiligne uniformément varié accéléré (front montant de la vague) ou retardé (front descendant). Ce nombre  $n$ , qui dépend de la période de la houle et de la fréquence d'acquisition, sera compris pour nous entre 16 et 20.

A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 4.12 les portions linéaires obtenues suivant cette méthode pour  $n=16$  (valeur minimale de  $n$  pour laquelle les erreurs seront maximales). Une vague moyenne est ainsi reconstituée à partir de laquelle nous pouvons

comparer les écarts entre les valeurs fournies par cette approximation linéaire et la théorie de Stokes. Nous montrons que ceux-ci n'excèdent pas 3 % aux extrémités des segments ce qui montre la justesse de cette méthodologie, également reprise par Pedersen et al (1998).

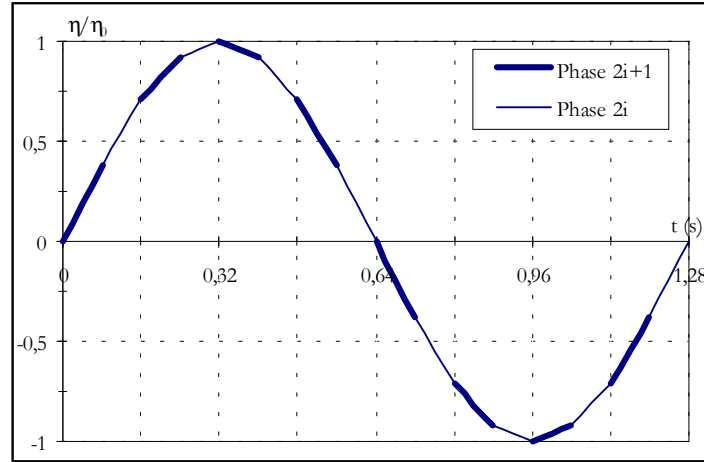


Figure 4.12. : Découpage en phase

#### 4.4.2. Principe de la méthode de calcul du coefficient de corrélation

Pour le calcul du coefficient de corrélation longitudinal  $R$ , nous avons employé cette technique de détermination de la fluctuation  $u$  de la vitesse. Appliquée aux données issues des deux points de mesure, elle permet de décrire l'évolution de  $R$  pour chaque phase. La figure 4.13 présente un exemple de l'évolution de  $R$ . La description de l'évolution de l'échelle intégrale sur une période de houle sera possible. Pour une présentation uniforme, nous prendrons comme origine des phases (phase 1) le moment où la surface libre passe par zéro par front montant.

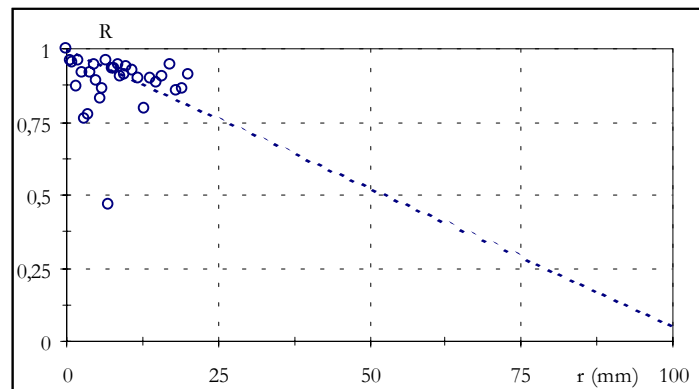


Figure 4.13. Exemple d'évolution du coefficient de corrélation ;  $T=1,28$  s, phase 1

Comme on ne peut pas aller au delà de  $r=20$  mm, on ne peut donc pas observer toute la décroissance de  $R$ . Un lissage s'impose pour la définir au delà de 20 millimètres. Pour calculer les échelles de turbulence, nous avons deux possibilités : un lissage linéaire (représenté sur la figure 4.13) ou exponentiel. Notre choix tient compte de plusieurs remarques :

- ⇒ Si on considère une dimension définie de l'échelle intégrale de  $1,5 M$ , la corrélation s'annule pour une séparation de 100 mm et vaut 0,8 pour  $r=20$  mm dans le cas du lissage linéaire. Dans les mêmes conditions mais avec un lissage exponentiel,  $R$  s'annule pour une séparation entre les deux volumes de mesures supérieure. Dans chaque cas, la distance nécessaire entre les deux volumes de mesure pour observer les plus faibles valeurs de  $R$  est donc supérieure à celle qu'on peut atteindre ;
- ⇒ En comparant les deux méthodes, on montre qu'elles donnent des résultats identiques au niveau de l'évolution des échelles de turbulence en fonction de la phase de la houle. Toutefois, les valeurs numériques obtenues par lissage exponentiel sont supérieures à celles calculées à partir du lissage linéaire.

La comparaison des deux techniques montrent qu'il n'existe pas entre elles de différence significative au niveau de la structure de la turbulence. En conséquence, nous optons pour le lissage linéaire. L'échelle intégrale est alors définie comme l'aire du triangle délimité par cette droite de lissage, l'axe des abscisses et l'axe des ordonnées.

La structure de la turbulence est caractérisée par le rapport  $\frac{L_f}{M}$ . Ce rapport sera analysé en fonction de la phase de la houle.

Les configurations d'écoulement testées sont telles que :

- ⇒ Pour une vitesse moyenne du courant et une hauteur de houle fixes, on étudiera trois périodes distinctes ;
- ⇒ Pour une vitesse moyenne du courant et une période de houle fixes, on étudiera trois hauteurs de houle ;
- ⇒ Pour une hauteur de houle et une période fixes, on étudiera trois vitesses moyennes du courant.

Nous avons donc un total de neuf séries d'essais qui nous amèneront à analyser le rôle de la période de la houle ( $T$ ), de sa hauteur ( $H$ ) et de la vitesse du courant ( $U$ ) sur l'évolution du

rapport  $\frac{L_f}{M}$ . Pour chacune de ces configurations, les mesures seront réalisées en deux points à l'aval de la grille. Les positions de chaque point de mesure sont :

1.  $x/M=17$  ;  $y/M=0$  ;  $z/d=0,5$  ;
2.  $x/M=22$  ;  $y/M=0$  ;  $z/d=0,5$ .

Le tableau 4.5 reprend chaque configuration en fonction de ses objectifs et le tableau 4.6 donnent les valeurs de T, H et U correspondantes.

Etude	Conditions
Influence de la période (T)	$T_1, H_2, U_2$
	$T_2, H_2, U_2$
	$T_3, H_2, U_2$
Influence de l'amplitude de la houle (H)	$T_1, H_1, U_2$
	$T_1, H_2, U_2$
	$T_1, H_3, U_2$
Influence de la vitesse du courant (U)	$T_1, H_2, U_1$
	$T_1, H_2, U_2$
	$T_1, H_2, U_3$

Tableau 4.5. : Configurations étudiées

Période de houle T (s)	Hauteur de houle H (m)	Vitesse du courant théorique <sup>(1)</sup> (m.s <sup>-1</sup> )
$T_1=1,28$	$H_1=0,028$	$U_1=0,225$
$T_2=1,36$	$H_2=0,055$	$U_2=0,25$
$T_3=1,58$	$H_3=0,063$	$U_3=0,325$

Tableau 4.6. : Configurations disponibles

<sup>(1)</sup> les vitesses réelles du courant sont plus faibles (10 %) à cause de l'augmentation de la contrainte de cisaillement sur le fond.

### 4.4.3. Analyse comparative des valeurs de R

Puisque notre instrumentation ne nous permet pas de travailler avec une séparation entre les deux volumes de mesure supérieure à 20 mm, nous nous sommes préoccupés de savoir si cette technique de détermination de R conduisait à des résultats cohérents par rapport à des techniques nécessitant deux sondes laser (une fixe et une mobile). Dans ce dernier cas, l'étude de R peut se faire pour des séparations plus grandes (Arsié, 1998 ; Pedersen et al, 1998).

Pour cela, nous avons comparé les résultats fournis par les deux méthodes. Cet examen porte à la fois sur les valeurs de R et sur l'influence de paramètres tels que la profondeur locale ou la distance entre les points de mesure et l'interface.

Pour les mesures de corrélations transversales dans la zone de déferlement, Pedersen et al (1998) positionnent leur premier volume de mesure à une hauteur fixe ( $z$ ) au dessus du fond. Le second se déplace sur un axe vertical ascendant (corrélation transversale). Pour différentes positions  $z$  et dans deux sections distinctes de la veine d'essais, correspondantes à deux profondeurs locales, ils caractérisent l'évolution de R. Les résultats sont similaires pour chaque section et montrent que :

- ⇒ La décroissance de R est d'autant plus lente que  $z/d$  augmente : les plus petites échelles sont mesurées sur le fond ;
- ⇒ Si on s'intéresse aux valeurs prises par R lorsque la séparation entre les deux volumes de mesure est  $r=20$  mm (correspondante à notre séparation maximale) dans le cas d'une profondeur relative moyenne  $z/d \approx 0,5$ , on remarque que celles-ci sont comprises entre 0,6 et 0,7 (figure 4.14) ;
- ⇒ Pour  $0 < r < 20$  mm, la décroissance de R peut être considérée comme linéaire ;

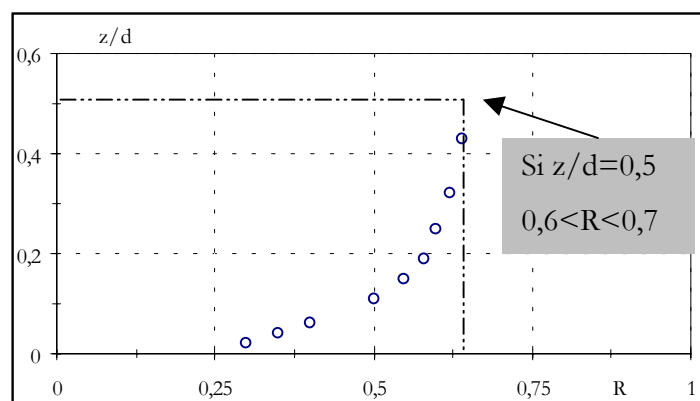


Figure 4.14. : Evolution du coefficient de corrélation en fonction de  $z/d$  pour  $r=20$  mm  
(Pedersen et al, 1998)



- ⇒ Aucune évolution de l'échelle intégrale n'est mise en évidence en fonction de la phase de la houle ;
- ⇒ L'échelle intégrale croît linéairement entre  $z/d=0$  et  $z/d=0,15$  puis se stabilise pour  $z/d>0,15$  où elle peut atteindre 25 % de la profondeur locale (figure 1.14) dans la zone de déferlement. Si on transpose ce résultat à nos conditions expérimentales, nous obtiendrions des échelles intégrales proches de 2,7 M.

De leur expérience, on peut dégager plusieurs éléments pour nos mesures :

- ⇒ Les valeurs de  $R$  que nous obtenons lorsque  $r=20$  mm ( $0,75 < R < 0,8$ ) sont cohérentes d'autant plus que nous travaillons sur des corrélations longitudinales et non plus transversales ;
- ⇒ Le choix du lissage linéaire est justifié ;
- ⇒ L'ordre de grandeur de l'échelle intégrale se situe dans une plage réaliste par rapport à la profondeur de mesure ( $z/d=0,5$ ).

La détermination de  $R$  dans un écoulement de houle est complexe comme le témoignent les travaux menés au laboratoire (figure 4.15). Ils montrent que ses valeurs sont extrêmement variables mais qu'il est possible de caractériser la structure de la turbulence. Le principal résultat concerne l'échelle intégrale qui varie en fonction de la phase de la houle (figure 1.15), ce que Pedersen et al n'avaient pu montrer. (figure 1.14).

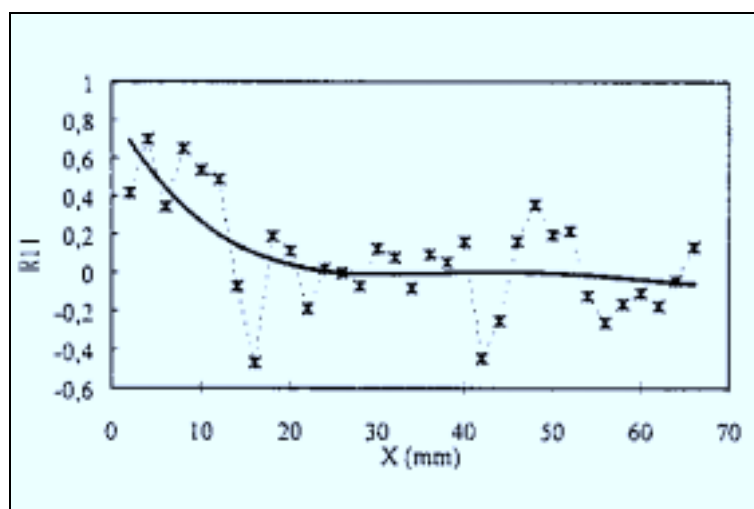


Figure 4.15. Variation du coefficient de corrélation (Arsié, 1998)

L'ensemble de nos conditions d'études ( $z/d=0,5$  ;  $d=0,35$  m ; corrélations longitudinales ;  $r_{\max}=20$  mm) fait que la décroissance de  $R$  ne peut être observée dans son intégralité. Toutefois, nous avons montré qu'en appliquant un lissage linéaire aux valeurs de  $R$  calculées pour  $0 < r < 20$  mm, nous caractérisons l'évolution du rapport  $\frac{L_f}{M}$  en fonction de la phase de la houle et discutons de l'influence de la période et de la hauteur de la houle ainsi que la vitesse du courant.

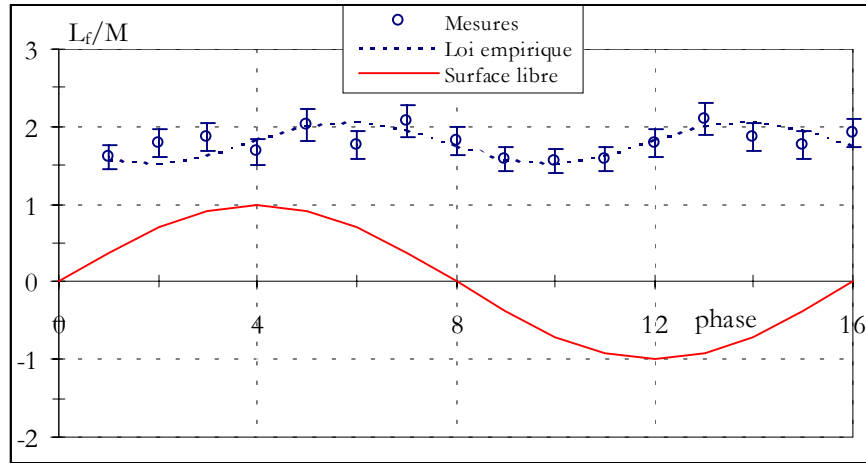
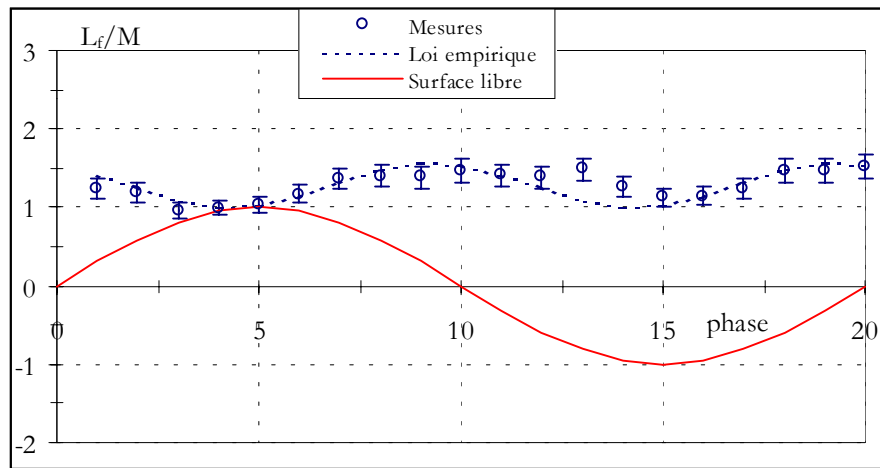
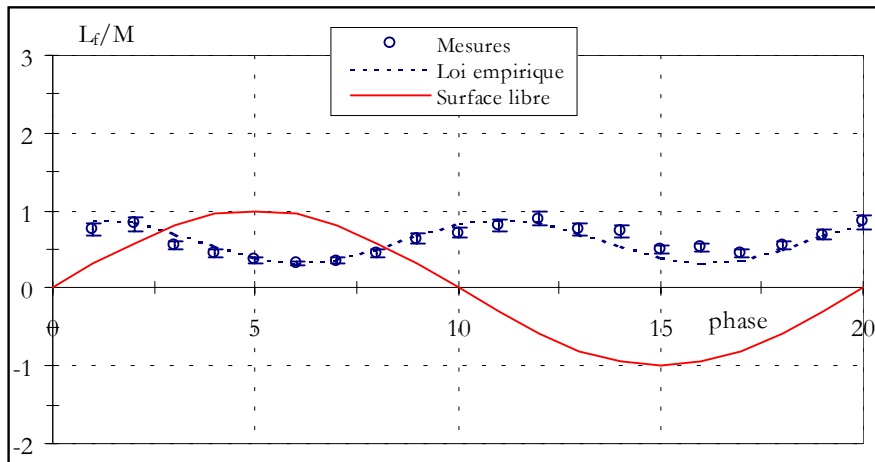
Une estimation de la précision des mesures a été réalisée à partir de quelques références bibliographiques. Celles-ci ne portent principalement que sur des imprécisions créées par une superposition partielle ou totale des volumes de mesure (Benedict et Gould, 1999). Dans notre cas, nous ne tenons pas compte de ces approximations car, dans notre configuration expérimentale, la séparation minimale entre les volumes de mesure est de 2 millimètres. Ceux-ci ne se chevauchent donc pas. En revanche, les travaux de Johns et al (1986) et de Benedict et Gould (1999) montrent que le temps de coïncidence affecte surtout la valeur maximale que le coefficient de corrélation peut prendre mais pas de façon significative l'échelle intégrale. Un examen approfondi des résultats expérimentaux de Johns et al (1986) montre qu'un écart maximal de 10 % est obtenu entre deux estimations de l'échelle intégrale basées sur des temps de coïncidence variant d'un facteur 1 à 10 lorsque ceux-ci restent inférieurs à 40 % de l'échelle intégrale temporelle. Cela nous amène donc à estimer la précision des valeurs calculées de l'échelle intégrale à 10 %.

#### **4.4.4. Evolution des échelles intégrales de turbulence**

Nous présentons tout d'abord les résultats bruts de l'évolution de  $\frac{L_f}{M}$  en fonction de la phase de la houle. Une analyse plus précise sera développée dans le paragraphe suivant.

##### **4.4.4.1. Influence de la période de la houle**

Cette évolution est donnée en fonction de la phase de la houle pour les trois périodes de houle testées (la hauteur de la houle et la vitesse du courant restent constantes). Nous avons également représenté une loi d'évolution obtenue sur la base d'un signal périodique dont les valeurs moyennes et extrémales sont tirées des résultats. Un profil sans dimension représentant la surface libre est visualisé aussi sur les figures 4.16 à 4.18 afin de comparer les variations de l'échelle intégrale et celles de l'interface.


 Figure 4.16. : Echelle intégrale de turbulence,  $T_1=1,28$  s,  $U_2$ ,  $E_2$ ,  $x/M=17$ 

 Figure 4.17. : Echelle intégrale de turbulence,  $T_2=1,36$  s,  $U_2$ ,  $E_2$ ,  $x/M=17$ 

 Figure 4.18. : Echelle intégrale de turbulence,  $T_3=1,58$  s,  $U_2$ ,  $E_2$ ,  $x/M=17$

Ces premiers résultats montrent la particularité de l'échelle intégrale :

- ⇒ Elle suit une évolution périodique dont la fréquence est le double de celle de la houle ;
- ⇒ Il existe une analogie entre les phases de crête et de creux de houle car des structures de dimensions comparables y sont observées ;
- ⇒ Un déphasage apparaît entre la crête (ou le creux) de la surface libre et les valeurs maximales de l'échelle intégrale. Les plus grandes tailles sont mesurées au voisinage des passages de l'interface par zéro par fronts montant et descendant ;
- ⇒ Les dimensions minimale, moyenne et maximale de l'échelle intégrale croissent lorsque la période de la houle diminue.

#### 4.4.4.2. Influence de la hauteur de la houle

Nous reprenons la même méthodologie mais seule la hauteur de houle varie (la période de la houle et la vitesse du courant restent fixes). Les résultats sont présentés sur les figures 4.19 à 4.21.

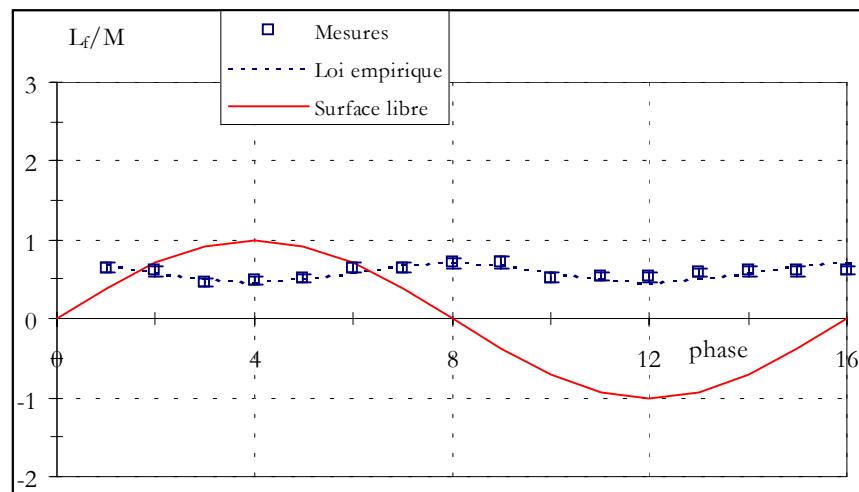
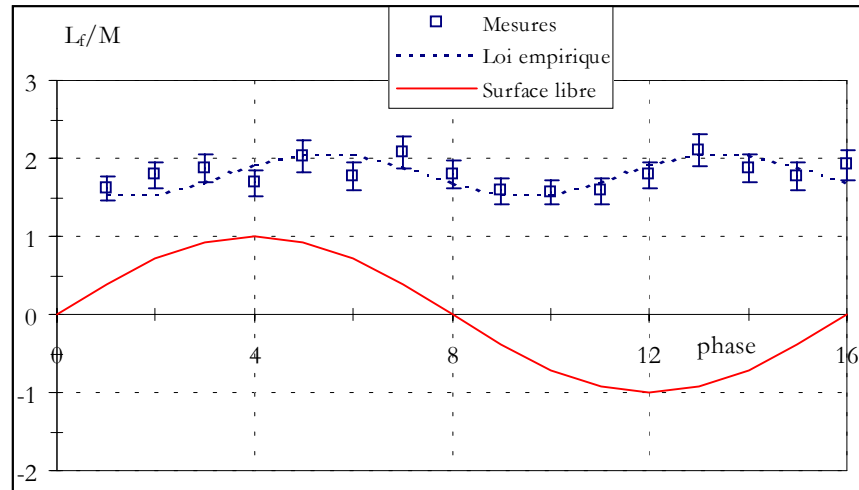
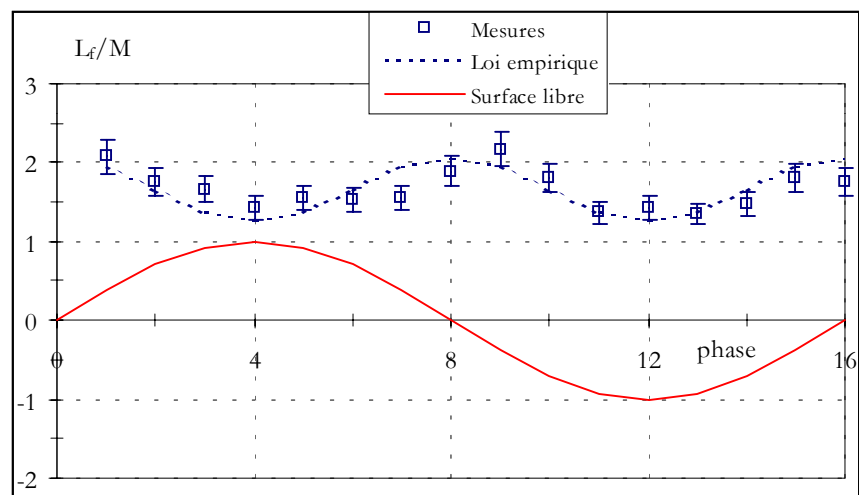


Figure 4.19. : Echelle intégrale de turbulence,  $H_1$ ,  $T=1,28$  s,  $U_2$ ,  $x/M=17$

Figure 4.20. : Echelle intégrale de turbulence,  $H_2$ ,  $T=1,28$  s,  $U_2$ ,  $x/M=17$ Figure 4.21. : Echelle intégrale de turbulence,  $H_3$ ,  $T=1,28$  s,  $U_2$ ,  $x/M=17$ 

Deux enseignements se dégagent de ces représentations :

- ⇒ On retrouve à nouveau un comportement périodique de l'échelle intégrale en fonction de la phase dont la période est encore égale à la moitié de celle de la houle ;
- ⇒ L'amplitude de la houle influence l'échelle intégrale : plus elle augmente et plus l'échelle intégrale est développée. Elle atteint ses maxima à proximité du passage de l'interface par 0 ;

#### 4.4.4.3. Influence de la vitesse du courant

La période et la hauteur de houle sont maintenant constantes. Les résultats inhérents à cette configuration sont présentés sur les figures 4.22 à 4.24.

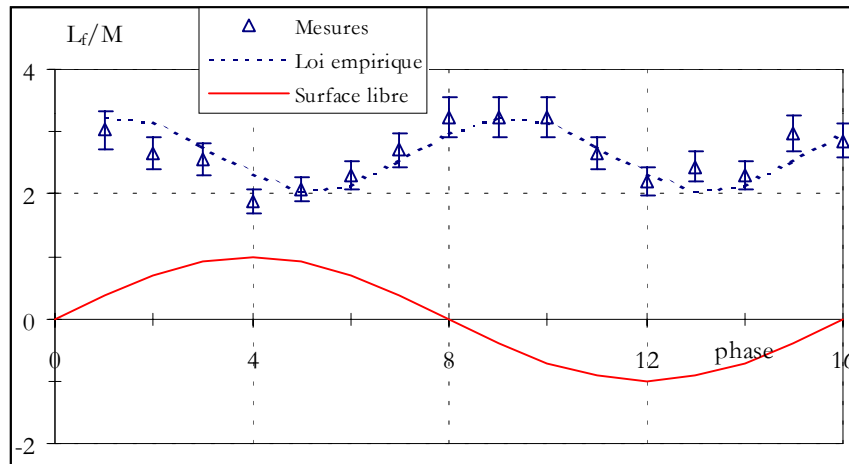


Figure 4.22. : Echelle intégrale de turbulence,  $U_1$ ,  $T=1,28$  s,  $E_2$ ,  $x/M=17$

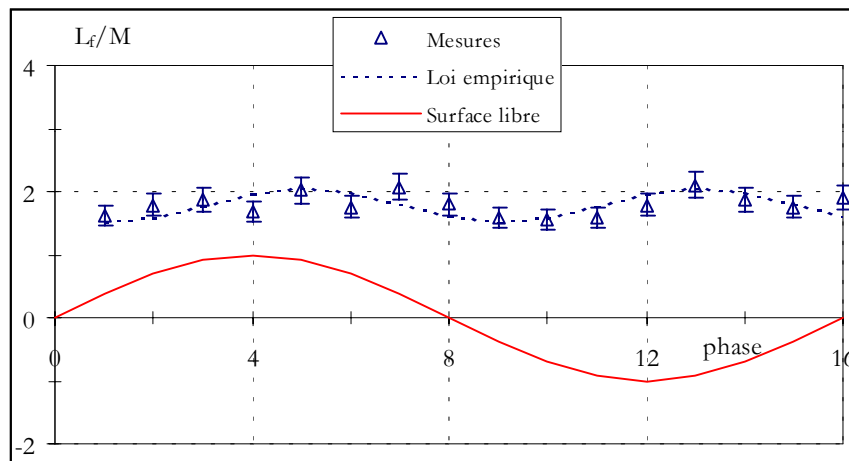


Figure 4.23. : Echelle intégrale de turbulence,  $U_2$ ,  $T=1,28$  s,  $E_2$ ,  $x/M=17$

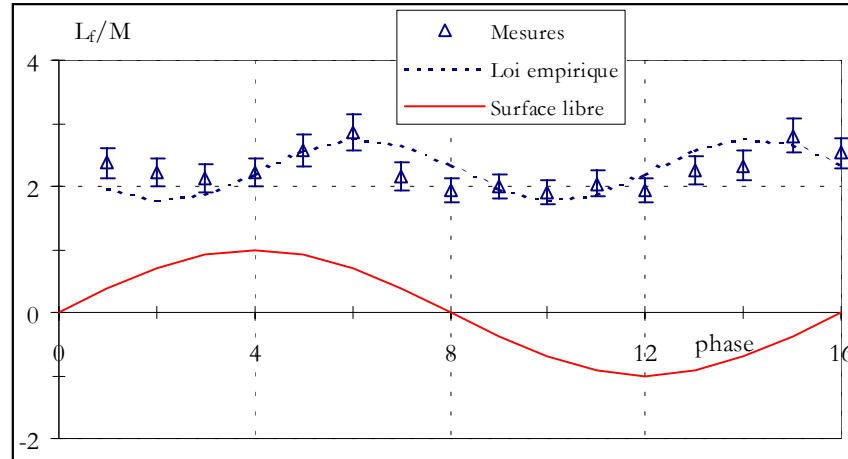


Figure 4.24. : Echelle intégrale de turbulence,  $U_3$ ,  $T=1,28$  s,  $E_2$ ,  $x/M=17$

Le changement de la vitesse du courant se traduit par :

- ⇒ Une conservation de la structure périodique de l'échelle intégrale avec une fréquence double par rapport à celle de la surface libre ;
- ⇒ Une plus grande difficulté pour attribuer à la vitesse du courant une action particulière. Il semble tout de même que son augmentation s'accompagne d'une diminution de l'échelle intégrale.

Ces résultats se distinguent de ceux proposés jusqu'à présent (Pedersen et al., Arsié). Les évolutions de  $\frac{L_f}{M}$  ont toutes une structure commune. La période de l'évolution de l'échelle intégrale est égale à la moitié de celle de la houle. Il apparaît également que les paramètres ( $T$ ,  $H$  et  $U$ ) ont une implication sur ses valeurs.

#### **4.4.5. Analyse de l'influence des paramètres de l'écoulement**

Plusieurs éléments vont contribuer à approfondir la connaissance de la structure de la turbulence dans notre écoulement de houle et courant associés :

- ⇒ L'évolution des valeurs maximale, moyenne et minimale de  $L_f$  ( $L_{f \max}$ ,  $L_{f \text{ moy}}$  et  $L_{f \min}$ ) ;
- ⇒ Le comportement de l'amplitude  $\psi = \frac{L_{f \max} - L_{f \min}}{M}$  des variations de  $L_f$  ;

⇒ Le déphasage  $\Delta\phi = \frac{\delta n}{n}$  entre le passage de la crête de la surface libre et l'apparition du maximum de  $L_f$  ( $SL-L_{f, \max}$ )

Pour cette analyse, nous avons choisi de caractériser l'évolution de ces termes en fonction de nombres sans dimension. Pour chaque série d'expériences, nous avons donc recherché un nombre adimensionné comportant le paramètre dont on étudie le rôle (les autres étant constants). Cela nous a conduit aux nombres suivants :

⇒ Pour l'influence de la période :  $\frac{H}{gT^2}$  ;

⇒ Pour l'influence de la hauteur de houle :  $\gamma = \frac{H}{L}$  (cambrure de la houle) ;

⇒ Pour l'influence de la vitesse du courant :  $\frac{UT}{H}$ .

#### 4.4.5.1. Rôle de la période de la houle

Pour examiner l'influence de la période de la houle, nous représentons successivement sur les figures 4.25 à 4.27, les évolutions du rapport  $\frac{L_f}{M}$  (valeurs minimale, moyenne et maximale), de  $\psi$  et  $\Delta\phi$  en fonction de la cambrure  $\frac{H}{gT^2}$ .

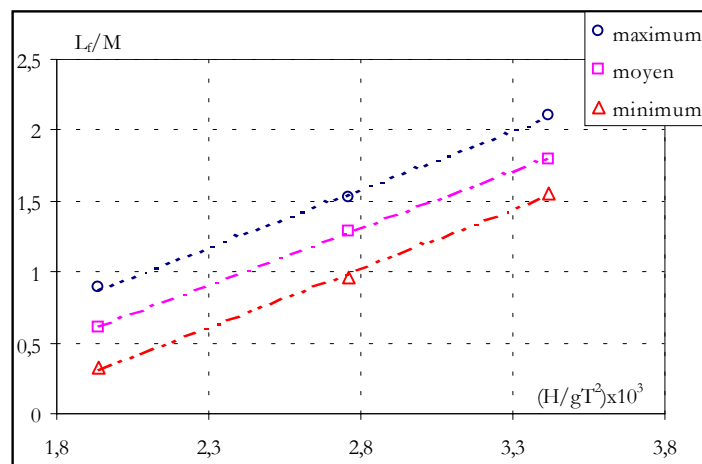


Figure 4.25. : Influence de la période sur le rapport  $\frac{L_f}{M}$



L'examen des données représentées sur la figure 4.25 montre que le rapport  $\frac{L_{f \max}}{L_{f \min}}$  croît lorsque la période augmente mais que  $\psi$  reste stable quelle que soit la période (figure 4.26).

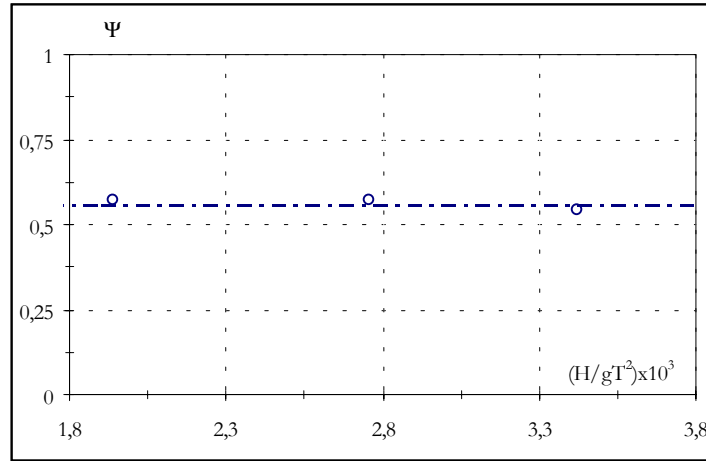


Figure 4.26. : Influence de la période de la houle sur  $\psi$

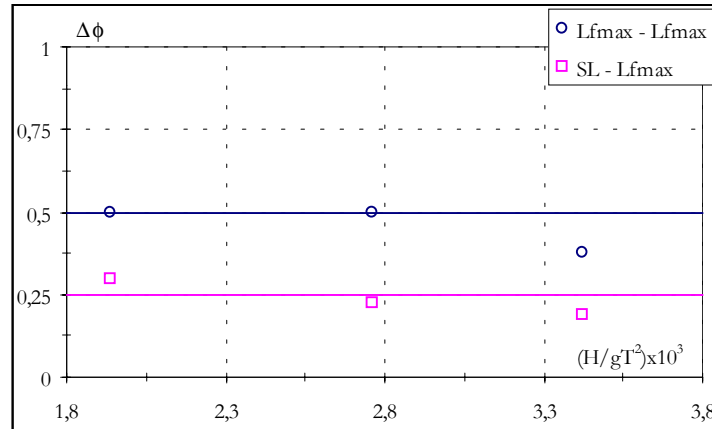
Nous avons cherché à extrapoler ces résultats avec ceux de l'écoulement permanent (chapitre 3).

En considérant ce dernier comme un écoulement périodique dont la période serait infinie et dont l'amplitude  $H$  serait nulle, nous pouvons déduire la limite de  $\frac{L_f}{M}$  lorsque  $\frac{H}{gT^2} \rightarrow 0$ . Elle correspond à sa valeur pour la même position de mesure ( $x/M=17$ ,  $y/M=0$  et  $z/M=0,5$ ) et pour la même vitesse de courant. D'après la figure 3.22, elle vaut 0,4.

De même, le rapport  $\frac{L_{f \max}}{L_{f \min}}$  doit converger vers 1 puisque pour le courant seul, la macro

échelle ne varie pas au cours du temps. Ainsi, lorsque  $\frac{H}{gT^2} \rightarrow 0$ ,  $\psi$  tend vers 0.

Le déphasage  $\Delta\phi = \frac{\delta n}{n}$  entre le passage de la crête de la surface libre et l'apparition d'un maximum de l'échelle intégrale ( $SL-L_{f \max}$ ) est indépendant de la période de la houle et égal à un quart de cette période. On a donc  $\Delta\phi = 0,25$ . De même, entre deux maxima successifs de l'échelle intégrale ( $L_{f \max}-L_{f \max}$ ), on retrouve toujours une durée équivalente à une demie période, soit  $\Delta\phi = 0,5$  (figure 4.27).

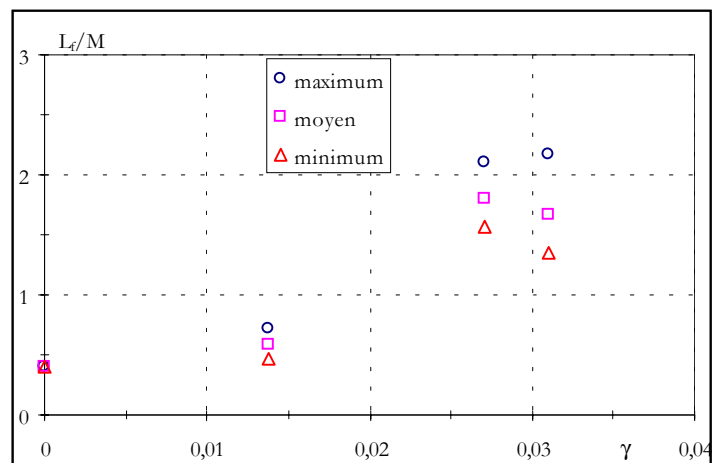

 Figure 4.27. : Influence de la période de la houle sur  $\Delta\phi$ 

Ces résultats confirment le rôle prépondérant de la période de la houle dans la formation et le développement des structures turbulentes dans un écoulement de houle et courant superposés. Des changements de période conduisent à l'apparition d'échelles intégrales dont les dimensions varient inversement à  $T^2$ .

Des conclusions identiques sont faites pour les mesures réalisées en  $x/M=22$ .

#### 4.4.5.2. Rôle de la hauteur de la houle

Les figures 4.28 à 4.30 présentent les évolutions de  $\frac{L_f}{M}$ ,  $\psi$  et  $\Delta\phi$  en fonction de la cambrure de la houle.


 Figure 4.28. : Influence de la cambrure  $\gamma$  sur le rapport  $\frac{L_f}{M}$

L'augmentation de  $\gamma$  s'accompagne d'un développement plus important de l'échelle intégrale. Au delà de 3 %, cette tendance ralentit. Le rapport  $\frac{L_{f \max}}{L_{f \min}}$  est stable autour de 1,5.

Sur la figure ci-dessus, nous avons également placé les points qui correspondent aux valeurs mesurées en écoulement permanent ( $L_f/M=0,4$  ; chapitre 3) pour lequel  $\gamma \rightarrow 0$  puisque  $H=0$  et  $L \rightarrow \infty$ .

Pour ces trois seules configurations où l'amplitude de la houle variait, on montre qu'une hauteur de houle plus importante conduit à la formation de structures turbulentes plus développées.

A la différence de la période de la houle, sa hauteur joue un rôle sur l'amplitude des variations existantes entre  $L_{f \max}$  et  $L_{f \min}$  (figure 4.29).

En revanche, on retrouve les mêmes comportements pour le déphasage  $\Delta\phi$ . Entre deux maxima successifs de l'échelle intégrale,  $\Delta\phi$  est toujours constant et égal à 0,5. Ils sont donc toujours espacés de  $T/2$ . De même, entre le passage de la crête de la surface libre et la formation d'un maximum de cette même échelle, on a toujours  $\Delta\phi = 0,25$  soit un intervalle de temps égal à  $T/4$  (figure 4.30).

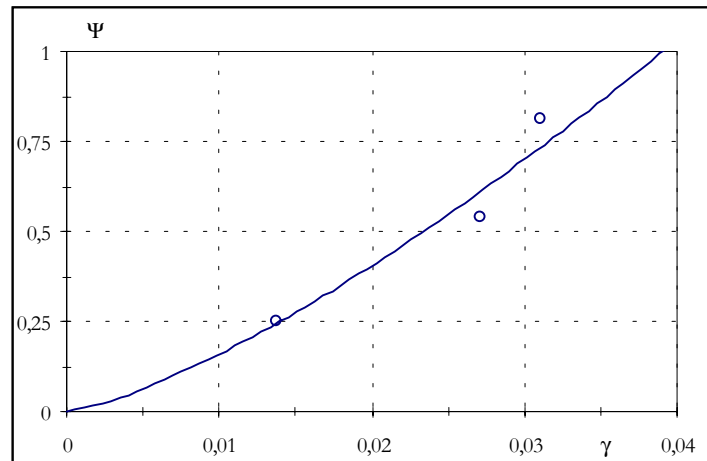
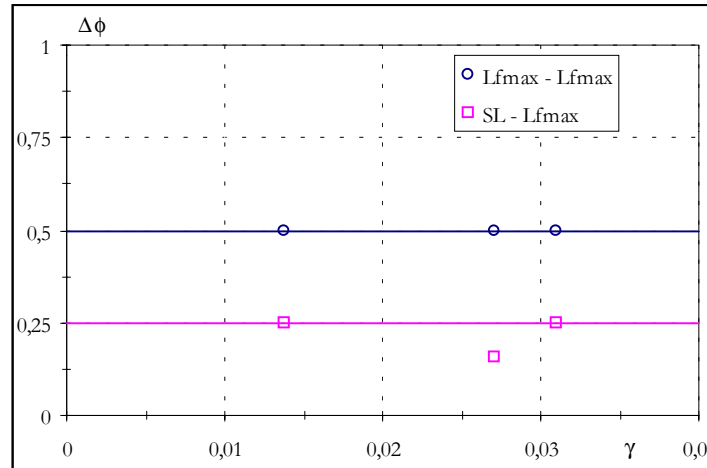


Figure 4.29. : Influence de la cambrure  $\gamma$  sur  $\Psi$

Figure 4.30. : Influence de la cambrure  $\gamma$  sur  $\Delta\phi$ 

Ces résultats confirment le fait que la hauteur de la houle est un paramètre qui influence le développement de l'échelle intégrale de turbulence. En période de forte houle (tempête), les structures turbulentes sont plus développées. De même, plus on se rapprochera de la zone de déferlement pour laquelle la cambrure atteint sa valeur limite, plus leur amplification sera favorisée.

#### 4.4.5.3. Rôle de la vitesse du courant

Si on augmente la vitesse du courant tout en conservant un réglage identique de l'excentricité de la pâle du batteur, l'amplitude de la houle diminue (à cause de la modification de la contrainte de frottement sur le fond). Par conséquent, les variations du terme  $\frac{UT}{H}$  sont en partie dues à  $U$ . Précisément, lorsque la vitesse passe de  $0,225 \text{ m.s}^{-1}$  à  $0,325 \text{ m.s}^{-1}$ , l'amplitude de houle varie entre 10 et 15 %. Pour décrire l'action de la vitesse du courant sur l'échelle intégrale de turbulence, nous devons en tenir compte.

Les figures 4.31 à 4.33 présentent les évolutions des valeurs minimale, moyenne et maximale du rapport  $\frac{L_f}{M}$  (figure 4.32), de  $\psi$  (figure 4.33) et de  $\Delta\phi$  (figure 4.34) pour les différentes vitesses du courant.

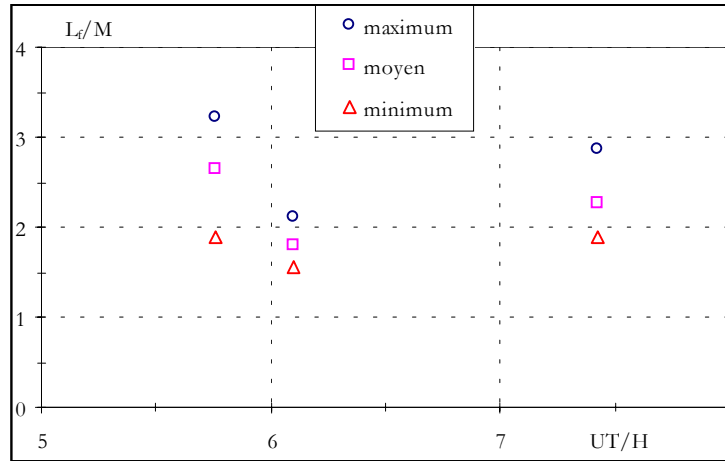


Figure 4.31. : Influence de la vitesse du courant sur le rapport  $\frac{L_f}{M}$

La taille minimale de l'échelle intégrale est de  $1,5 M$  alors que son maximum est légèrement supérieur à  $3 M$ . Compte tenu de l'hypothèse émise précédemment, pour le courant continu on a  $UT/H \rightarrow \infty$  (car  $T \rightarrow \infty$  et  $H \rightarrow 0$ ). Par conséquent, la limite à l'infini de  $\frac{L_f}{M}$  est toujours de  $0,4$  (chapitre 3). L'augmentation de  $UT/H$  s'accompagne donc d'une légère baisse du rapport  $\frac{L_f}{M}$ . Toutefois, le passage de la vitesse  $U_3=0,325 \text{ m.s}^{-1}$  à  $U_1=0,225 \text{ m.s}^{-1}$  (modification de  $30 \%$ ) induit une variation de  $10$  à  $15 \%$  de la hauteur de la houle donc de la cambrure. D'après la figure 4.28, une partie de la décroissance de l'échelle intégrale mise en évidence sur la figure 4.31 est donc imputable à la diminution de  $H$ .

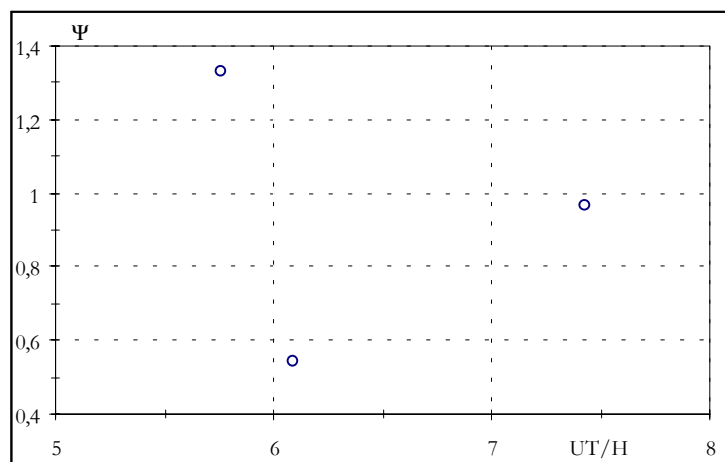


Figure 4.32. : Influence de la vitesse du courant  $\Psi$

La figure 4.32 montre que  $\psi$  doit diminuer avec l'augmentation de la vitesse du courant. En effet, lorsque  $UT/H \rightarrow \infty$ ,  $\psi \rightarrow 0$  car, dans le cas de l'écoulement permanent, l'échelle intégrale est constante dans le temps et indépendante de  $U$ .

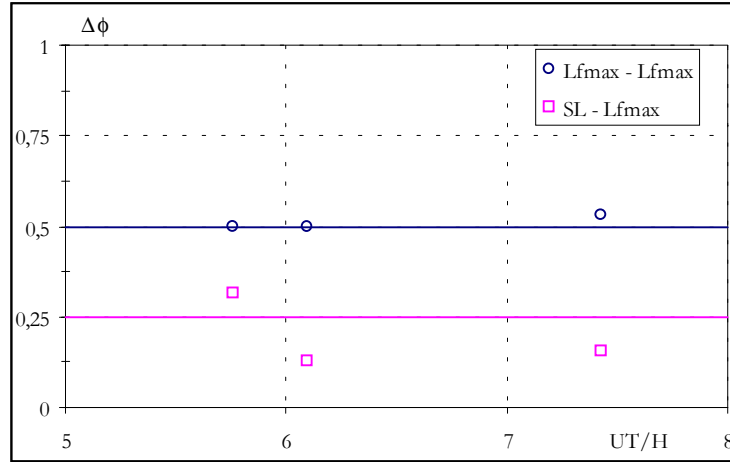


Figure 4.33. : Influence de la vitesse du courant sur  $\Delta\phi$

$\Delta\phi$  évolue de la même manière que sur les figures 4.27 et 4.30 : deux maxima successifs sont séparés d'une demi période et la crête de la surface libre est suivie un quart de période plus tard de l'apparition de l'un de ces maxima.

#### **4.4.6. Modélisation de l'évolution de l'échelle intégrale**

##### **4.4.6.1. Synthèse des résultats**

Dans le cas du courant continu, pour une position fixe derrière la grille, la macro échelle est constante au cours du temps et croît lorsqu'on s'éloigne de la grille (chapitre 3).

Quand on superpose la houle à cet écoulement permanent, le comportement de l'échelle intégrale devient totalement différent. Elle suit alors une évolution périodique dont la fréquence est double par rapport à celle de la houle. Cette observation est faite sur l'ensemble des trois périodes  $T_1$ ,  $T_2$  et  $T_3$ , des trois excentricités  $E_1$ ,  $E_2$  et  $E_3$  et des trois vitesses de courant  $U_1$ ,  $U_2$  et  $U_3$ .

Sur l'influence de ces trois paramètres, nous pouvons dégager de nos essais plusieurs remarques :

- ⇒ L'accroissement de la période de la houle s'accompagne d'une baisse de la taille de l'échelle intégrale, d'une stabilité de  $\Psi$  alors que les déphasages entre deux maxima successifs de l'échelle intégrale ou entre le passage de la crête de la surface libre et la formation d'un de ces maxima sont constants et respectivement égaux à  $T/2$  et  $T/4$ . La période de la houle est donc un facteur influent sur la formation et l'évolution des structures tourbillonnaires ;
- ⇒ Une augmentation de la cambrure entraîne la formation de structures turbulentes plus développées. Dans le même temps,  $\Psi$  s'accroît indiquant des évolutions de plus en plus marquées. Au niveau du déphasage  $\Delta\phi$ , les remarques sont analogues à celles formulées ci-dessus. Tout cela montre que les interactions seront plus importantes entre l'écoulement et les particules présentes au sein de la colonne fluide en particulier en période de fortes houles ou dans la zone de déferlement ;
- ⇒ La difficulté est plus grande pour décrire le rôle de la vitesse du courant. Cela s'explique par le fait qu'une vitesse de courant qui change entraîne une variation de l'amplitude de la houle. Il est alors plus difficile de quantifier directement l'influence de la vitesse du courant. Par extension de nos résultats à ceux de l'écoulement permanent, on constate qu'une augmentation de cette vitesse entraîne une contraction des structures turbulentes.

#### 4.4.6.2. Equation d'évolution de l'échelle intégrale

Nous avons recherché une loi d'évolution générale de l'échelle intégrale de turbulence en fonction de la phase de la houle. Elle est fonction du terme  $\frac{H}{gT^2}$ , de la cambrure  $\gamma$ , de la phase  $\phi$  de la houle, d'une phase à l'origine ( $\phi_0 = k\frac{\pi}{2}$ ) et de  $\Psi$ .  $\phi_0$  est égal à  $T/4$  et caractérise le déphasage entre la crête de la surface libre et l'apparition d'un maximum de l'échelle intégrale. Le terme  $\frac{UT}{H}$  n'est pas pris en compte suite aux remarques évoquées précédemment.

En conséquence, la loi d'évolution du terme  $\Lambda(\phi) = \frac{L_f(\phi)}{M}$  proposée est de la forme :

$$\Lambda(\phi) = \frac{L_f(\phi)}{M} = \frac{L_{f \text{ moy}}}{M} \pm \frac{\Psi}{2} \cos\left(\frac{4\pi}{n} \phi + \phi_0\right) \quad (4.6)$$

Les lois empiriques représentées sur les figures 4.16 à 4.24 s'inspirent de cette expression.

Elles montrent un très bon accord avec les données expérimentales. Les figures 4.25 à 4.33 indiquent que  $\frac{L_{f\text{ moy}}}{M}$  est fonction de  $\frac{H}{gT^2}$  et  $\gamma$  alors que  $\Psi$  n'est fonction que de  $\gamma$ . En définitive, on écrit donc :

$$\Lambda(\varphi) = \frac{L_f(\varphi)}{M} = \frac{L_{f\text{ moy}}\left(\frac{H}{gT^2}, \gamma\right)}{M} \pm \frac{\Psi}{2}(\gamma) \cos\left(\frac{4\pi}{n}\varphi + \varphi_0\right) \quad (4.7)$$

#### 4.4.7. Analyse des résultats

##### 4.4.7.1. Echelle intégrale et accélération

La taille des échelles de turbulence mesurée lorsque la houle est superposée au courant est supérieure à celle obtenue pour le courant continu seul. Le facteur d'étirement varie de 1 à 6 en fonction des caractéristiques de la houle. Cette dernière entraîne donc une dilatation des structures turbulentes. L'amplitude et la période de la houle sont les caractéristiques prépondérantes qui influencent cette évolution.

Le déphasage entre la phase de crête et le maximum de l'échelle intégrale est toujours constant et égal à  $T/4$ . Les plus grosses structures sont donc produites lorsque la surface libre passe au voisinage du niveau zéro par front montant et descendant. Or, c'est à ces instants précis que le module de l'accélération est maximal (figure 4.34). La formation des structures turbulentes apparaît donc liée à cette grandeur puisque leurs évolutions sont en phase.

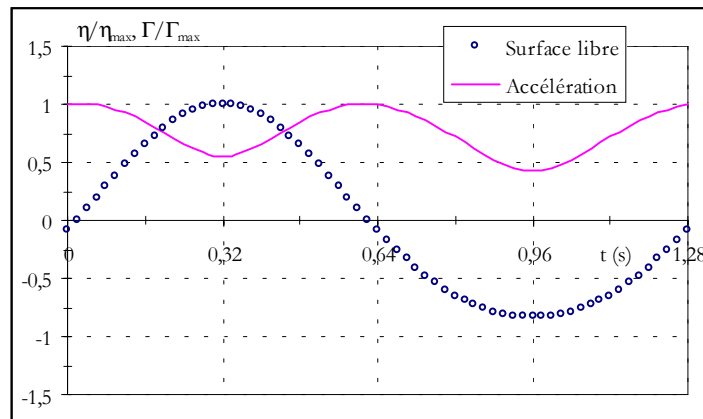


Figure 4.34. : Surface libre et module de l'accélération



Nos résultats expérimentaux montrent que la houle module les échelles de turbulence. Ils corroborent ainsi en ce sens les premières conclusions évoquées par Arsie (1998). Un autre point, relatif à l'apparition d'un maximum de l'échelle intégrale lors du passage de la surface libre par le niveau au repos par front descendant (figure 1.16) est commun à ces deux études.

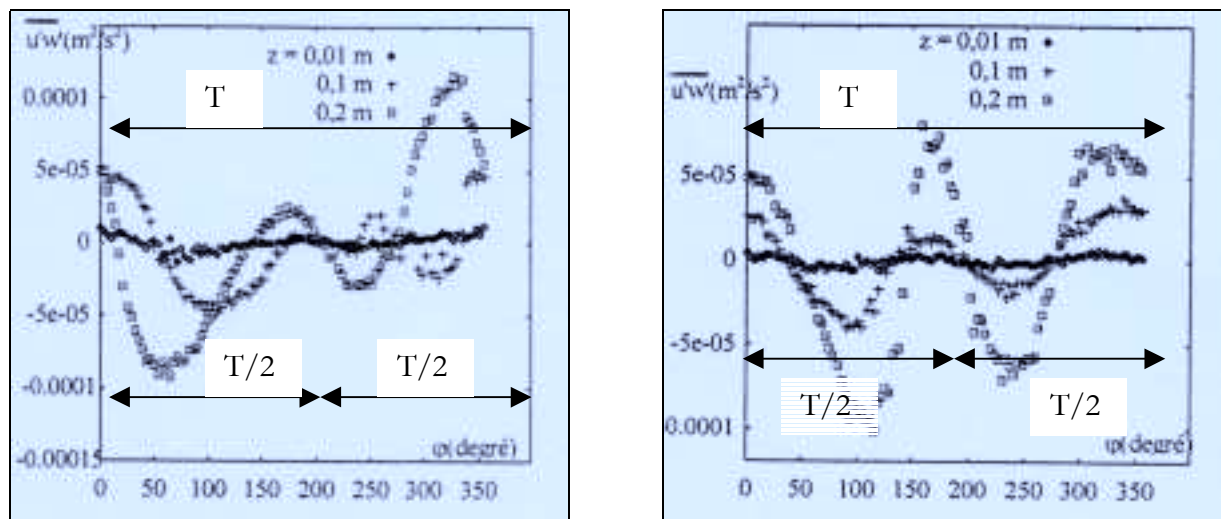
Cependant, des différences apparaissent et en particulier au niveau de la périodicité des oscillations à laquelle est liée la présence de notre second maximum de l'échelle intégrale.

De même, nous avons décrit l'action de chaque paramètre de l'écoulement ( $T$ ,  $H$ ,  $U$ ) sur l'échelle intégrale de turbulence.

#### 4.4.7.2. Double périodicité en écoulement de houle + courant

L'existence de phénomènes périodiques dans des écoulements de houle ou houle et courant superposés a déjà été démontrée au laboratoire.

Les travaux de Tcheukam-Toko (1997) portant sur l'étude de l'interaction de la houle et du courant ont prouvé que des grandeurs telles que les tensions de Reynolds ( $\overline{u'w'}$ ) ou le coefficient de corrélation  $R_{uw} = \frac{-\overline{u'w'}}{\sqrt{\overline{u'^2}}\sqrt{\overline{w'^2}}}$  avaient des évolutions périodiques et dont la période était égale à la moitié de celle de la houle (figures 4.35.a-b). Ses mesures sont réalisées à mi-chemin entre le fond et la surface libre ( $z/d=0,37$  et  $0,54$  pour une profondeur d'eau  $d=0,27$  m). Elles correspondent à des positions du volume de mesure comparables aux nôtres.



Figures 4.35.a-b. : Tensions de Reynolds pour deux régimes d'écoulement  
(d'après Tcheukam-Toko, 1997)

Cette structure particulière des tensions de Reynolds, à laquelle s'ajoute le fait que les valeurs de  $R_{uw}$  sont dix fois plus importantes en houle + courant que celles mesurées en courant seul (Tcheukam-Toko, 1997), confirment nos conclusions exposées auparavant (dilatation des structures turbulentes).

En outre, nos résultats permettent d'explicitier ce qui n'avait pas été bien cerner dans les travaux précédents. La houle joue un rôle d'excitateur de phénomènes périodiques et d'amplificateur par rapport à ceux qui se développent lorsque la surface libre ne présente pas d'oscillation dans le temps. Le module de l'accélération est un paramètre important qui commande ces interactions non linéaires.

Enfin, une autre analogie illustrant cette particularité de la houle à exciter des phénomènes périodiques analogues est possible par rapport aux expériences de Rousset (2000), également menées au laboratoire. Ses travaux descriptifs des propriétés d'une houle réfléchie par une structure perforée (caissons Jarlan), montrent que, pour une houle incidente monochromatique, il y a simultanément disparition du fondamental et apparition d'un signal de fréquence double dans la houle réfléchie par ce type ouvrage.

#### **4.4.8. Détermination de la micro échelle de Taylor**

Pour l'écoulement permanent, la dimension spatiale de la micro échelle peut être estimée à partir de la théorie énergétique (1.18). Cette échelle peut également être déterminée à partir des coefficients de corrélations grâce à la parabole osculatrice de  $R(r)$  définie pour les faibles séparations (chapitre 1).

Nos mesures mettent en évidence un comportement particulier du coefficient de corrélation en écoulement de houle et courant superposés pour de faibles distances  $r$  entre les deux volumes de mesure. Il nous amène à présenter l'évolution de la micro échelle de Taylor pour certaines configurations d'écoulements.

##### **4.4.8.1. Structure de la corrélation pour de faibles séparations**

L'analyse des valeurs prises par le coefficient de corrélation montre que celles-ci peuvent atteindre de faibles valeurs (figure 4.36).

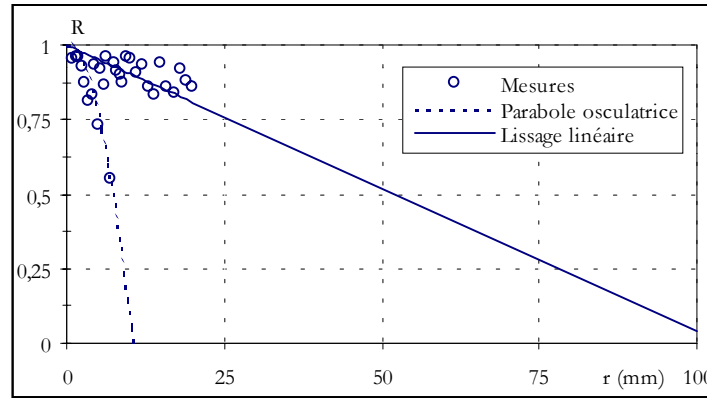


Figure 4.36. : Coefficient de corrélation et parabole osculatrice

Pour les séparations inférieures à 10 mm, une chute rapide de la corrélation apparaît. Au delà, le coefficient de corrélation reprend des valeurs plus élevées et sa décroissance globale sur l'ensemble des points de mesure nous permet de définir l'évolution de l'échelle intégrale.

Pour les plus faibles séparations, nous approchons la loi d'évolution de la corrélation par une parabole osculatrice (figure 4.36). Une évaluation de la micro échelle de Taylor est alors possible à partir de son équation en  $1 - \frac{r^2}{\lambda_f^2}$ .

Ce résultat, étendu à toutes les phases de la houle, nous permet de décrire l'évolution de la micro échelle de Taylor en fonction de la phase de la houle.

Cet examen n'est possible que pour trois excentricités et deux périodes de houle. Pour les différentes vitesses de courant et pour la plus grande période, nos mesures ne conduisent pas systématiquement à des résultats exploitables.

#### 4.4.8.2. Evolution de la micro échelle de Taylor

##### 4.4.8.2.1. Influence de la hauteur de la houle

Les figures 4.37 à 4.39 décrivent l'évolution de la micro échelle de Taylor en fonction de la phase de la houle pour les trois hauteurs de houle.

Nous avons représenté une loi d'évolution obtenue à partir d'un signal périodique dont les valeurs moyenne et extrémales sont tirées de nos résultats. Un profil sans dimension précisant pour la même durée l'évolution de la surface libre est également reproduit sur ces figures.

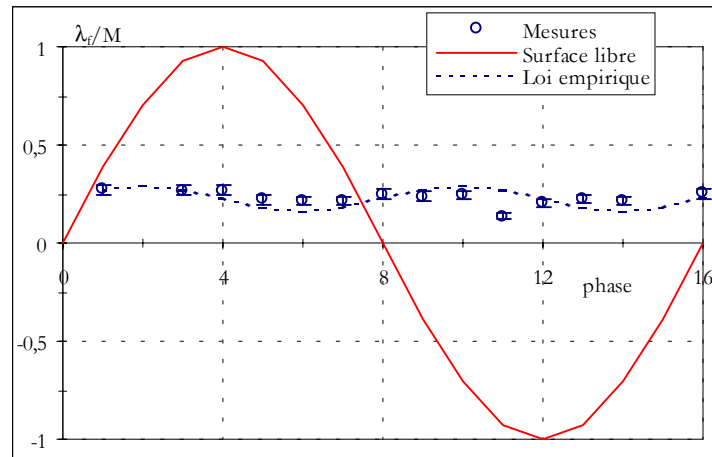


Figure 4.37. : Micro échelle de Taylor,  $H_1=0,028$  m,  $T_1$ ,  $U_2$ ,  $x/M=17$

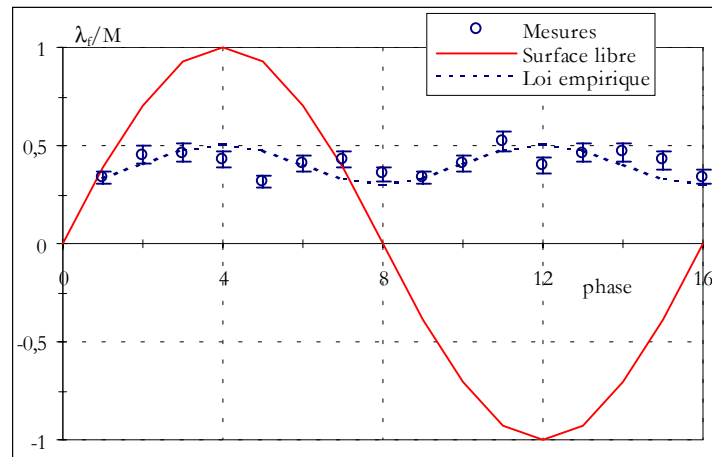


Figure 4.38. : Micro échelle de Taylor,  $H_2=0,055$  m,  $T_1$ ,  $U_2$ ,  $x/M=17$

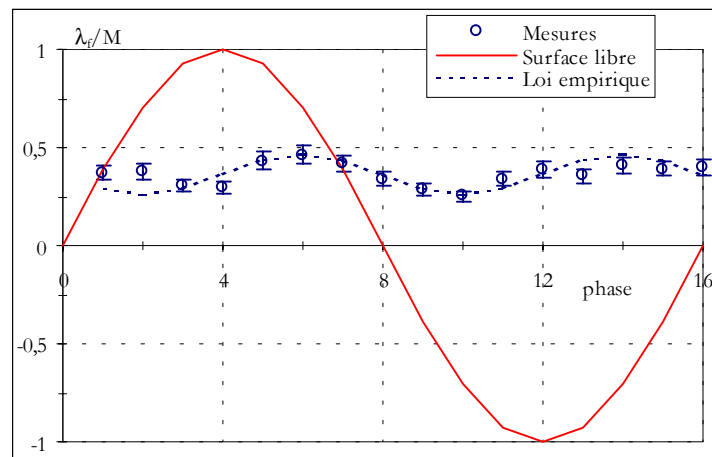


Figure 4.39. : Micro échelle de Taylor,  $H_3=0,063$  m,  $T_1$ ,  $U_2$ ,  $x/M=17$

La micro échelle varie périodiquement comme l'échelle intégrale avec une période égale à la moitié de celle de la houle. Ses valeurs sont comprises entre 0,1 et 0,5 M.

Pour l'écoulement permanent et pour une même position derrière la grille ( $x/M=17$ ), on a  $0,15 < \frac{\lambda_f}{M} < 0,2$  (figure 3.27). La superposition de la houle au courant entraîne une dilatation de la micro échelle.

#### 4.4.8.2.2. Influence de la période de la houle

L'évolution de la micro échelle n'est présentée que pour  $T_1$  et  $T_2$  (figures 4.40 et 4.41).

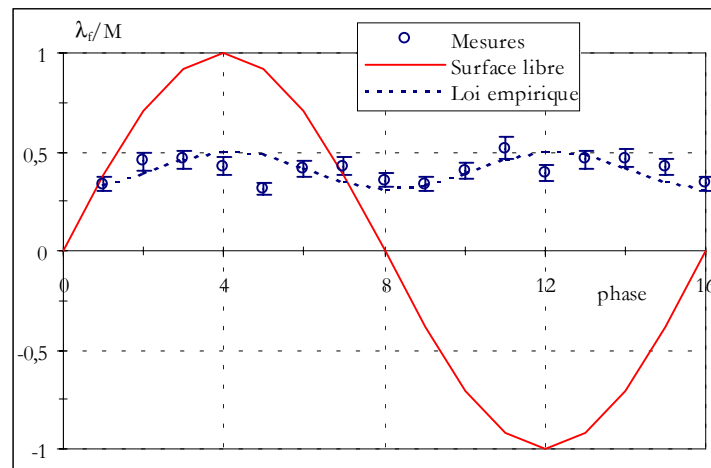


Figure 4.40. : Micro échelle de Taylor,  $T_1=1,28$  s,  $H_2$ ,  $U_2$ ,  $x/M=17$

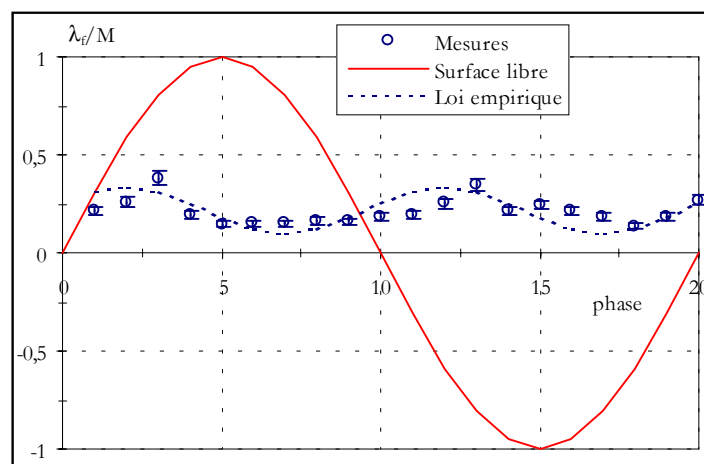


Figure 4.41. : Micro échelle de Taylor,  $T_2=1,36$  s,  $H_2$ ,  $U_2$ ,  $x/M=17$

On retrouve une évolution avec une période égale à la moitié de celle de la houle. La période de la houle influence aussi le développement de la micro échelle. Son ordre de grandeur en dépend.

Les résultats pour la plus grande période ( $T_3=1,58$  s) ne sont pas présentés. Dans ce cas, la détermination de l'équation de la parabole osculatrice est trop délicate pour être précise.

Nous avons cherché à approfondir cette analyse afin de préciser les rôles respectifs de la hauteur et de la période de la houle. Pour cela, nous nous sommes intéressés aux évolutions de

$\lambda_{f \max}$ ,  $\lambda_{f \text{ moy}}$ ,  $\lambda_{f \min}$  et  $\Phi = \frac{\lambda_{f \max} - \lambda_{f \min}}{M}$  en fonction de  $\frac{H}{gT^2}$  et  $\gamma$ .

#### 4.4.8.3. Rôle de la hauteur de la houle

Lorsque la cambrure  $\gamma$  de la houle augmente, on remarque un développement de la micro échelle (figure 4.42).

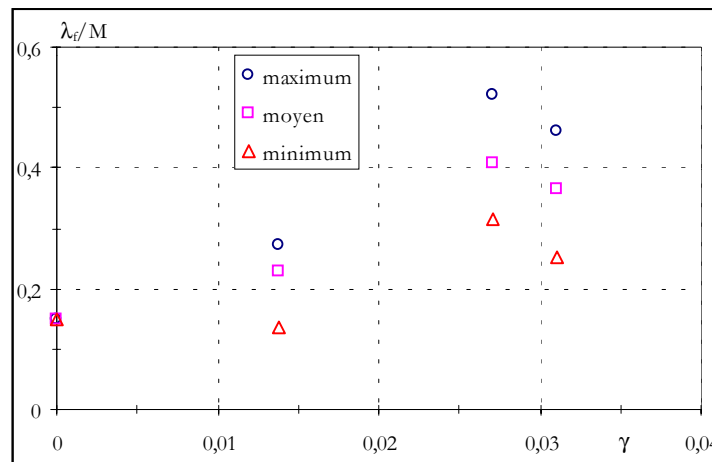
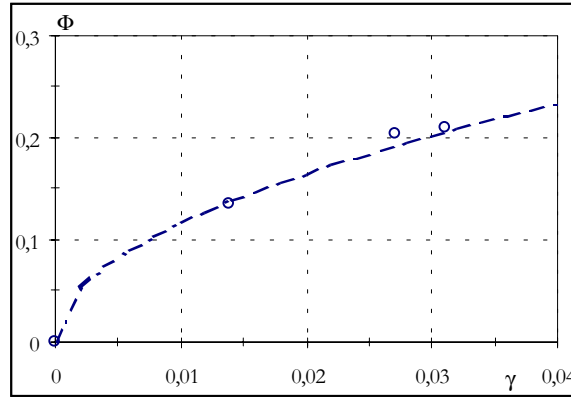


Figure 4.42. : Influence de la cambrure  $\gamma$  sur le rapport  $\frac{\lambda_f}{M}$

Cette évolution est analogue à celle mise en évidence pour l'échelle intégrale (figure 4.28) et l'accroissement de la micro échelle de Taylor avec la cambrure est évident.

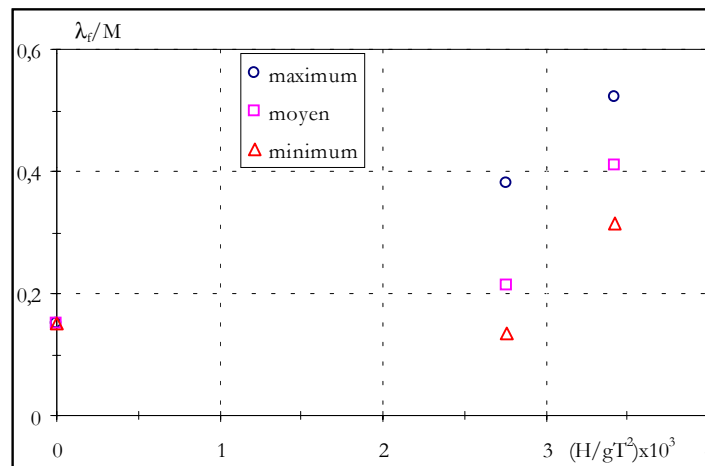
La dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence est donc réalisée par des structures de plus en plus grandes au fur et à mesure que la cambrure croît, en particulier dans la zone de déferlement.

Figure 4.43. : Influence de la cambrure  $\gamma$  sur  $\Phi$ 

Lorsque la cambrure augmente,  $\Phi$  croît et évolue en  $\sqrt{\gamma}$ . C'est une différence par rapport à  $\Psi$  (figure 4.29) dont l'augmentation était plus rapide. La différenciation est donc accrue entre l'échelle intégrale et la micro échelle quand la cambrure augmente. Le rapport entre ces échelles évolue entre 2 et 3 pour  $\gamma=0,014$ , entre 3 et 5 pour  $\gamma=0,027$  et entre 3,5 et 7 pour  $\gamma=0,031$  alors qu'il est constant et égal à 2,5 pour l'écoulement permanent (en  $x/M=17$ ).

#### 4.4.8.4. Rôle de la période de la houle

La diminution de la période de la houle (donc  $H/gT^2$  croissant) entraîne l'augmentation de la taille des micro échelles (figure 4.44). Nous avons inclus sur cette figure les mesures obtenues pour l'écoulement permanent ( $H/gT^2 \rightarrow 0$ ). Dans ce cas, la limite de  $\frac{\lambda_f}{M}$  est 0,15.

Figure 4.44. : Influence de la période sur le rapport  $\frac{\lambda_f}{M}$

Ces tendances évolutives croissantes des valeurs minimale, moyenne et maximale de la micro échelle de Taylor sont similaires à celles de l'échelle intégrale (figure 4.25) même si elles ne sont plus linéaires dans la plage de valeurs de  $\frac{H}{gT^2}$  expérimentée.

En sachant que  $\Phi \rightarrow 0$  lorsque  $\frac{H}{gT^2} \rightarrow 0$  (écoulement permanent), on peut dire que la décroissance de  $\Phi$  est très faible pour les périodes étudiées. Les variations de la micro échelle sont comprises entre 0,15 et 0,4 M pour  $T_2$  et entre 0,3 et 0,5 pour  $T_1$  (figure 4.45).

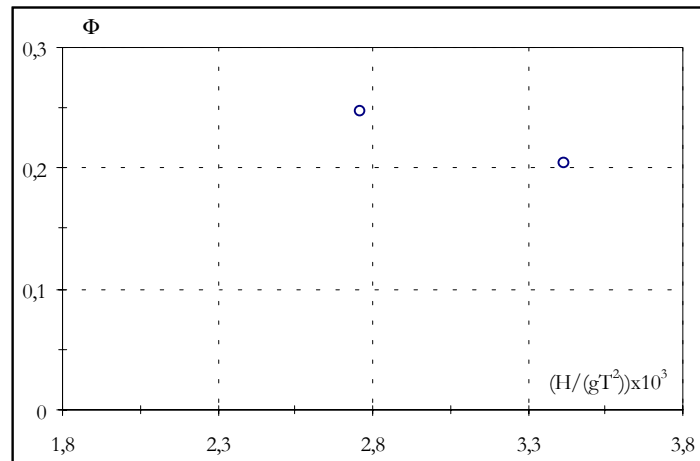


Figure 4.45. : Influence de la période sur  $\Phi$

#### 4.4.8.5. Conclusions

Nous avons caractérisé l'évolution de la micro échelle de Taylor pour trois hauteurs de houle et pour deux périodes différentes. Notre analyse met en évidence que :

- ⇒ La micro échelle évolue périodiquement avec une fréquence double par rapport à celle de la houle ;
- ⇒ Une cambrure de houle plus forte entraîne la dilatation de la micro échelle et une augmentation de  $\Phi$  ;
- ⇒ La période influence le développement de la micro échelle : plus elle croît et plus  $\lambda_f$  diminue alors que  $\Phi$  n'évolue que faiblement pour les plus petites périodes ;
- ⇒  $\frac{L_f}{\lambda_f}$  est supérieur à celui calculé pour l'écoulement permanent. La houle a également pour effet de dissocier davantage les échelles de turbulence ;



⇒ L'hypothèse qui consiste à considérer un courant continu comme un écoulement périodique de période infinie avec une cambrure nulle permet de prolonger les résultats.

## **4.5. SYNTHÈSE**

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'écoulement issu de la superposition de la houle et du courant. Par une technique de mesure des échelles de turbulence basée sur l'estimation du coefficient de corrélation longitudinal, nous avons mis en évidence les caractéristiques, la structure et l'organisation de l'échelle intégrale de turbulence et de la micro échelle de Taylor.

A l'aide d'un traitement par phase, nous avons décrit les évolutions de  $\frac{L_f}{M}$  et  $\frac{\lambda_f}{M}$  sur une période de houle pour plusieurs configurations expérimentales qui nous ont permis particulièrement de caractériser les rôles de la période et de la hauteur de la houle. Trois vitesses différentes de courant ont aussi été étudiées. Les résultats montrent que :

### **Pour l'échelle intégrale :**

- ⇒ Elle varie en fonction de la phase de la houle avec une périodicité égale à la moitié de celle de la houle. Le doublement de fréquence de l'échelle intégrale vis à vis de celle de la houle est la propriété fondamentale. La houle module les plus grosses structures turbulentes de la même manière à la crête et au creux de la surface libre. Ses variations temporelles sont à prendre en considération pour traiter des problèmes de transport sédimentaire. Une dilatation ou une contraction de cette échelle spatiale sera un facteur de modification de la trajectoire des particules ;
- ⇒ L'étude des valeurs minimale, moyenne et maximale de cette échelle montre qu'elles sont proportionnelles à  $\frac{H}{gT^2}$  et également fonction de la cambrure de la houle ;
- ⇒ La période n'influence pas l'amplitude  $\Psi$  des oscillations, contrairement à la cambrure ;
- ⇒ Le rôle de la vitesse du courant est moins évident car en la modifiant, on change aussi la hauteur de la houle. Toutefois, son augmentation tend tout de même à réduire les dimensions minimale, moyenne et maximale de l'échelle intégrale ;
- ⇒ Le passage de la crête de la surface libre est toujours suivi un quart de période plus tard par l'apparition d'un maximum de l'échelle alors que deux maxima successifs sont séparés par une demi période ;

Sur les bases de ces résultats, nous avons proposé une loi d'évolution de l'échelle intégrale en fonction de la phase de la houle qui tient compte de la cambrure  $\gamma$  de la houle et de  $\frac{H}{gT^2}$  :

$$\Lambda(\varphi) = \frac{L_f(\varphi)}{M} = \frac{L_{f\text{ moy}}\left(\frac{H}{gT^2}, \gamma\right)}{M} \pm \psi(\gamma) \cos\left(\frac{4\pi}{n}\varphi + \varphi_0\right)$$

**Pour la micro échelle de Taylor :**

- ⇒ Elle se comporte comme l'échelle intégrale. Elle suit une évolution périodique dont la période est égale à la moitié de celle de la houle ;
- ⇒ L'augmentation de la période de la houle entraîne une diminution de ses dimensions minimale, moyenne et maximale alors que  $\Phi$  n'évolue que faiblement pour les plus faibles périodes testées ;
- ⇒ L'accroissement de la cambrure de la houle entraîne un accroissement de la micro échelle et de son amplitude d'oscillation. Les structures dissipatives sont donc de plus en plus grandes quand on se rapproche de la zone de déferlement pour laquelle la cambrure atteint son maximum.  $\frac{L_f}{\lambda_f}$  varie aussi avec la cambrure.

# **CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES**

L'étude expérimentale de l'action d'une onde sur la turbulence dans le cas d'un écoulement périodique à surface libre (houle) est complexe en raison de la multitude de paramètres qui entrent en jeu et de la non linéarité des phénomènes qui interagissent. Le bilan de l'état des connaissances sur le sujet n'y fait pas référence. Ceci motive notre intérêt pour un phénomène dont l'originalité est évidente et les implications multiples.

La technique de mesure employée est la Vélocimétrie Laser. Etant donnée la spécificité de ce travail, des choix sont faits sur les conditions d'acquisition des données qui prennent en compte les caractéristiques de notre dispositif expérimental et du matériel dont nous disposons :

- ⇒ Nous n'avons pas conservé les mêmes paramètres d'acquisition (fenêtre de coïncidence et taux d'acquisition) pour l'écoulement de houle et courant associés que ceux définis pour l'écoulement permanent. Nous avons choisi de privilégier la fréquence d'acquisition par rapport à la fenêtre de coïncidence et de rallonger la durée d'acquisition pour compenser les pertes de signal dues au dispositif optique. La précision des mesures est alors estimée à 10 %. De même, compte tenu des paramètres d'acquisition choisis, des vérifications ont été faites sur la possible apparition de phénomènes temporels qui pourraient se produire au niveau de la mesure du coefficient de corrélation. Ces tests ont montré que, si des événements temporels influençaient les résultats, ils seraient localisés pour les phases de crête (c'est-à-dire pour les temps de parcours entre les volumes de mesure les plus courts). Or, on ne distingue pas de différence entre ces phases particulières de la houle et les autres. Ceci montre donc ces effets temporels n'ont pas d'incidence sur les résultats.
- ⇒ La méthode de traitement des données varie en fonction de la configuration. Si les techniques énergétiques et par corrélation donnent des résultats comparables pour l'écoulement permanent, seule la seconde est exploitable pour le cas où la surface libre évolue périodiquement.
- ⇒ L'estimation de l'échelle intégrale par la méthode des corrélations est possible à partir d'un lissage linéaire qui nous permet de décrire la décroissance de  $R$  en fonction de la séparation  $r$  entre les deux volumes de mesure.

La première partie de notre étude expérimentale est consacrée à l'écoulement permanent. Nous avons analysé le rôle de paramètres comme la profondeur relative de mesure  $z/d$  ou la vitesse du courant sur la structure de la turbulence. Pour cela, nous avons déterminé les évolutions de la macro échelle, de la micro échelle et des échelles de Kolmogorov. Les principaux résultats montrent que :

- ⇒ Les deux techniques de mesures (M.E. et M.C.) fournissent des résultats équivalents pour la macro échelle. Celle-ci est de l'ordre de grandeur de la taille de la maille de la grille. Elle croît régulièrement quand on s'éloigne de la grille. Ceci nous permet de valider la technique de mesure des échelles de turbulence à partir des coefficients de corrélation ;
- ⇒ La vitesse de l'écoulement n'est pas un facteur qui influence la formation et le développement de la macro échelle ou de la micro échelle de Taylor dans la zone de mesure couverte. Leur dimension est imposée par la taille de la maille de la grille ;
- ⇒ La profondeur à laquelle est réalisée la mesure affecte le développement de la macro échelle de turbulence. Plus on se rapproche de l'interface eau/air et plus on remarque une dilatation de cette échelle dans la direction privilégiée de l'écoulement. L'interface force ce développement en agissant sur les fluctuations de la vitesse ;
- ⇒ Cette particularité n'est pas aussi marquée pour la micro échelle. Pour des raisons pratiques, il nous était impossible d'effectuer des mesures à moins de deux centimètres de la surface libre. Or, c'est au plus près de l'interface que l'effet de la surface libre sur la micro échelle de Taylor se ressent. Ceci pourrait être mis en évidence à l'aide d'une technique de mesure plus développée comme la Vélocimétrie par Imagerie de Particules.

L'ensemble des informations tirées de cette étude nous permet de dresser une cartographie rigoureuse de l'écoulement permanent. La structure de la turbulence générée à l'aval de la grille est définie dans l'espace et dans le temps et l'interaction entre la surface libre et la turbulence a été étudiée.

Dans la seconde partie expérimentale de notre étude, notre intérêt s'est porté sur l'analyse d'un écoulement dont la surface libre évolue périodiquement dans le temps. Pour cela, nous avons superposés une houle (dont les caractéristiques de période et d'amplitude ont été préalablement déterminées) au courant. L'aménagement du dispositif expérimental et de la technique de traitement des données nous a permis de caractériser la structure de la turbulence pour ce type d'écoulement.

Pour l'échelle intégrale, nos résultats mettent en avant le fait que :

- ⇒ L'adjonction de la houle au courant entraîne une évolution périodique de l'échelle intégrale de turbulence. Sa périodicité est alors égale à la moitié de celle de la houle ;

- ⇒ L'oscillation de la surface libre entraîne une dilatation des structures turbulentes par rapport à celles mesurées en écoulement continu (un accroissement de la corrélation avait déjà été suggéré par Tcheukam-Toko (1997) d'un facteur pouvant même atteindre dix) ;
- ⇒ La période de la houle affecte le développement de l'échelle intégrale. Son allongement s'accompagne d'une réduction de la taille des structures produites proportionnelle à  $\frac{H}{gT^2}$  ;
- ⇒ L'implication de la hauteur des vagues est également mise en évidence. L'accroissement de la cambrure de la houle entraîne une dilatation de l'échelle intégrale. Ainsi, on peut penser que plus on se rapprochera de la zone de déferlement, plus les structures énergétiques seront développées ;
- ⇒ L'action de la vitesse du courant sur l'échelle intégrale est plus délicate à clarifier. On note tout de même que la turbulence conserve sa structure périodique indépendamment de la vitesse moyenne horizontale et qu'une augmentation de la vitesse du courant est suivie d'une contraction de l'échelle intégrale ;
- ⇒ Le déphasage entre la crête de la surface libre et l'apparition d'un premier maximum de l'échelle intégrale est indépendant de la période, de la cambrure de la houle et de la vitesse du courant, dans les limites de l'étude. Il vaut un quart de la période de la houle. De même, deux maxima successifs de l'échelle intégrale sont toujours séparés d'une demi période.

L'ensemble de ces résultats nous a conduit à suggérer une loi décrivant l'évolution de l'échelle intégrale de turbulence en fonction de la phase de la houle :

$$\Lambda(\varphi) = \frac{L_f(\varphi)}{M} = \frac{L_{f \text{ moy}}\left(\frac{H}{gT^2}, \gamma\right)}{M} \pm \frac{\psi}{2}(\gamma) \cos\left(\frac{4\pi}{n}\varphi + \varphi_0\right)$$

Au niveau de la micro échelle de Taylor, nous constatons que :

- ⇒ L'analyse de la corrélation pour les faibles séparations montre qu'on peut définir une micro échelle de Taylor à partir de la parabole osculatrice pour certaines conditions expérimentales. Elle évolue comme l'échelle intégrale avec une fréquence double de celle de la houle ;
- ⇒ La micro échelle est également fonction de la période et de la cambrure de la houle. Une cambrure croissante entraîne un développement plus important de la micro échelle alors qu'un allongement de la période conduit à une diminution de cette échelle caractéristique.

⇒ Le comportement de la micro échelle est moins évident à mettre en évidence par rapport à celui de l'échelle intégrale. La difficulté de la détermination de la parabole osculatrice pour les faibles séparations explique cet état de fait.

Nos résultats apportent des informations quant au rôle d'une onde de gravité sur les échelles de turbulence dans les écoulements à surface libre et se différencient de ceux tirés d'autres études.

Ils révèlent des évolutions périodiques de l'échelle intégrale et de la micro échelle de Taylor en fonction de la phase de la houle avec des fréquences doubles de celle de la houle. Ce point constitue une différence notable par rapport à des études précédentes.

Grâce à notre technique de traitement par phase et non plus moyennée sur une période, il est possible de distinguer des variations des échelles de turbulence en fonction de l'évolution de la surface libre. Celle-ci apparaît liée au module de l'accélération.

De plus, l'examen de différentes configurations expérimentales nous a permis de préciser les rôles respectifs de la période et de la hauteur de la houle ainsi que de la vitesse du courant.

Cette spécificité devrait être intégrée pour traiter des problèmes de transport sédimentaire en milieu côtier afin de mieux caractériser les mécanismes qui régissent les mouvements des particules dans les océans. En effet, nous avons montré qu'il existait une interaction entre les échelles spatiales de la turbulence et celles des particules.

En généralisant ces conclusions à des gammes de période et d'amplitude de houle plus grandes et à l'aide d'autres techniques de mesure (utilisation de deux sondes laser différentes pour la mesure des corrélations, Vélocimétrie par Imagerie de Particules), ces résultats doivent nous permettre d'envisager la prolongation de nos recherches dans les diverses études relatives au génie côtier :

- ⇒ étude fine de la couche limite générée par la houle et application au transport sédimentaire ;
- ⇒ action de la houle sur les structures ;
- ⇒ compréhension des mécanismes de développement des échelles spatio-temporelles de la turbulence sur toute la colonne d'eau, pour différentes profondeurs et diverses caractéristiques d'écoulement ;
- ⇒ intégration de ces résultats dans les modèles numériques en tenant compte des phénomènes non linéaires qui se manifestent.

# **REFERENCES**

# **BIBLIOGRAPHIQUES**



- Antar G.,** (2000) Visible light scattering to measure small scale turbulence, *Review of Scientific instruments*, 71, 1.
- Arsié A.,** (1998) Etude expérimentale des phénomènes turbulents générés par une houle régulière sur un dispositif multi-écrans, Thèse de Doctorat, Université de Caen, 196 pages.
- Bailly C., Comte-Bellot G.,** (1999) Turbulence, Cours de DEA, Ecole Centrale de Lyon.
- Beach R.A., Sternberg R.W.,** (1996) Suspended-sediment transport in the surf zone : response to breaking waves, *Continental Shelf Research*, 16, 15, pp 1989-2003.
- Beach R.A., Sternberg R.W.,** (1988) Suspended sediment transport in the surf zone : response to cross-shore infragravity motion, *Marine Geology*, 80, pp 61-79.
- Belmabrouck H.,** (1992) Mesure des échelles turbulentes de longueur par vélocimétrie doppler laser en deux points, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 196 pages.
- Belmabrouck H., Michard M.,** (1998) Taylor length scale measurement by Laser Doppler Velocimetry, *Experiments in Fluids*, 25, pp 69-76.
- Bélorgey M.,** (1978) Etude du flux à la paroi à l'aval d'une source linéaire de chaleur placée dans une couche limite turbulente, Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 180 pages.
- Bélorgey M., Arsié A., Cadiergue S.,** (1999) The importance of the turbulence scale in coastal engineering, *Proceedings of Hydralab workshop*, Hanovre, 17-19 février.
- Bélorgey M., Le Bas J., Grandjean A.,** (1987) Application of the laser Doppler Velocimetry to the study of the turbulence generated by the swell in the vicinity of walls or obstacles, 2<sup>nd</sup> international conference on Laser Anemometry - advances and applications, Strathclyde, 21-23 septembre.
- Benedict L.H., Gould R.D.,** (1998) Concerning time and length scale estimates from burst-mode LDA autocorrelation measurements, *Experiments in Fluids*, 24, pp 246-253.
- Benedict L.H., Gould R.D.,** (1999) Understanding biases in the near-field region of LDA two-point correlation measurements, *Experiments in Fluids*, 26, pp 381-388.
- Benedict L.H., Gould R.D.,** (1993) Regarding Taylor microscales and 1-D energy spectra determined from spatial and autocorrelation measurements using LDV, *Turbulent flows*, FED-155, pp 79-83.
- Benedict L.H., Gould R.D.,** (1996) Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics, *Experiments in Fluids*, 22, pp 129-136.
- Bradshaw P.,** (1994) Turbulence : the chief outstanding difficulty of our subject, *Experiments in Fluids*, 16, pp 203-216.
- Brumley B.H., Jirka G.H.,** (1987) Near-surface turbulence in a grid-stirred tank, *Journal of Fluid Mechanics*, 183, pp 235-263.

- Cadiergue S.**, (1998) Analyse des caractéristiques de la vitesse de chute de particules solides en écoulement turbulent, Thèse de Doctorat, Université de Caen, 158 pages.
- Cellino M., Lemmin U.**, (1999) Coherent flow structure analysis in suspension flow, 28<sup>th</sup> Congress International Association for Hydraulic Research, Graz.
- Cenedese A., Romano G.P., Di Felice F.**, (1991) Experimental testing of Taylor's hypothesis by LDA in highly turbulent flow, *Experiments in Fluids*, 11, pp 351-358.
- Chevalier C.**, (2000) Etude de l'action de la houle sur un cylindre immergé en zone côtière, Thèse de Doctorat, Université de Caen, 170 pages.
- Cole J.B., Swords M.D., Tromans P.S.**, (1980) A proposed method of measuring turbulence length scales using laser-Doppler anemometry and photon correlation, *Journal of Physics D : applied physics*, 13, pp 1137-1143.
- Comolet R.**, (1994) Mécanique expérimentale des fluides, tome 2, Dynamique des fluides réels, turbomachines, 4<sup>ème</sup> édition, Edition MASSON.
- Comte-Bellot G., Corrsin S.**, (1966) The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 25, 4, pp 657-682.
- Cox D.T., Kobayashi N.**, (2000) Identification of intense, intermittent coherent motions under shoaling and breaking waves, *Journal of Geophysical Research*, 105, C6, pp 14223-14236.
- Dantec.**, (1998) BSA Flow Software, FVA Flow Software - installation and user's guide.
- DeCroix M.E., Gould R.D.**, (1998) Laser Doppler Velocimetry errors due to bragg cell based frequency shifting, *Proceedings of FEDSM, ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, Washington DC, 21-25 juin.
- Deigaard R., Fredsoe J., Hedegaard I.B.**, (1986) Suspended sediment in the surf zone, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 112, 1, pp 115-128.
- Dietlin F.**, (1982) Contribution à l'étude de l'influence de la turbulence sur la vitesse de sédimentation de particules marines, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, 294 pages.
- Eriksson J.G., Karlsson R.I.**, (1995) An investigation of the resolution requirements for two-point correlation measurements using LDV, *Experiments in Fluids*, 18, 5, pp 393-396.
- Fraser R., Pack C.J., Santavicca D.A.**, (1986) An LDV system for turbulence length scale measurements, *Experiments in fluids*, 4, pp 150-152.
- Frenkiel F.N., Klebanoff P.S., Huang T.T.**, (1979) Grid turbulence in air and water, *Physics of Fluids*, 22, 9, pp 1606-1617.
- Galland J.C.**, (1996) Transport de sédiments en suspension et turbulence, Rapport EDF 96NV00046, Direction des Etudes et Recherches, 88 pages.

- Garcia M., Nino Y., Lopez F.,** (1996) Laboratory observations of particle entrainment into suspension by turbulent bursting, *Coherent Flow Structures in open Channels*, John Wiley and Sons Ltd.
- Gerosa S., Romano G.P.,** (1994) Effect of noise in Laser Doppler anemometry, *Mechanical System and Signal Processing*, 8, 2, pp 229-242.
- Gibson M.M., Dakos T.,** (1993) Production of temperature fluctuations in grid turbulence : Wiskind's experiment revisited, *Experiments in Fluids*, 16, pp 146-154.
- Gouesbet G.,** (1998) Ecoulements turbulents, Note de Cours de DEA Energétique, Université de Rouen.
- Gould R.D., Benedict L.H.,** (1992) A comparison of spatial correlation and autocorrelation measurements in an axial sudden expansion flow using LDV, 13<sup>th</sup> symposium on turbulence, Rolla, Missouri, 21-23 septembre.
- Graf W.H., Cellino M.,** (1999) Turbulence suppression in suspension flow, 28<sup>th</sup> Congress International Association for Hydraulic Research, Graz.
- Hanes D.M.,** (1988) Intermittent sediment suspension and its implications to sand tracer dispersal in wave-dominated environments, *Marine Geology*, 81, pp 175-183.
- Hanes D.M., Dompe P.E.,** (1995) Field observations of fluctuations in coastal turbidity, *Journal of Marine Environmental Engineering*, 1, pp 279-294.
- Hinze J.O.,** (1987) *Turbulence*, 2<sup>nd</sup> édition, McGraw-Hill, Inc.
- Jing L., Ridd P.V.,** (1996) Wave-current bottom shear stresses and sediment resuspension in Cleveland Bay, Australia, *Coastal Engineering*, 29, pp 169-186.
- Johns R.J.R., Pitcher G.P., Winkhofer. E.,** (1986) Measurement of spatial correlation in a turbulent flow with a two-component backscatter LDA system, Third International Symposium on applications of Laser anemometry to Fluid Mechanics, Lisbonne.
- Kassoul M.,** (1998) Etude expérimentale de la couche limite graduellement variée générée par les phénomènes de chasse, Thèse de Doctorat, Université de Caen, 150 pages.
- Kumar S., Gupta R., Banerjee S.,** (1998) An experimental investigation of the characteristics of free-surface turbulence in channel flow, *Physics of Fluids*, 10, 2, pp 437-456.
- Le Bot S., Trentesaux A., Garlan T., Berne S., Chamley H.,** (2000) Influence des tempêtes sur la mobilité des dunes tidales dans le détroit du Pas-de-Calais, *Oceanologica Acta*, 23, 2, pp 129-141.
- Lee T.H., Hanes D.M.,** (1996) Comparison of field observations of the vertical distribution of suspended sand and its prediction by models, *Journal of Geophysical Research*, 101, C2, pp 3561-3572.

- Levoy F., Montfort O., Rousset H.,** (1994) Sediment transport under wave-current interaction on macro-tidal beaches, Coastal Dynamics, Barcelone, 21-25 Février.
- Maison L.,** (1997) Développement d'une technique de mesure par Vélocimétrie Laser des échelles de turbulence dans un écoulement non permanent. Application à la couche limite générée par la houle, Rapport de DEA, Université de Rouen, 51 pages.
- Marin F., Bélorgey M.,** (1993) Flow regime and eddy structures into a boundary layer generated by the swell above a rippled bed, Euromech 310, Le Havre, World Scientific, pp 231-245, 13-17 septembre.
- Michelet S.,** (1998) Turbulence et dissipation au sein d'un réacteur agité par une turbine Rushton, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, 195 pages.
- Michelet S., Antoine Y., Lemoine F., Mahouast M.,** (1998) Mesure directe du taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence par vélocimétrie laser bi-composante : validation dans une turbulence de grille, C.R. Acad. Sci. Paris, t. 326, série II b, pp 621-626.
- Mohamed M.S., LaRue J.C.,** (1990) The decay power law in grid-generated turbulence, Journal of Fluid Mechanics, 219, pp 195-214.
- Mouazé D.,** (2001) Etude expérimentale de la couche limite générée par la houle autour d'un cylindre, Thèse de Doctorat, Université de Caen, 193 pages.
- Nezu I., Nakagawa H.,** (1993) Turbulence in open-channel flows, IAHR Monograph Series.
- Nielsen P.,** (1986) Suspended sediment concentrations under waves, Coastal Engineering, 10, pp 23-31.
- O'Neill J., Meneveau C.,** (1993) Spatial correlations in turbulence : predictions from the multifractal formalism and comparison with experiments, Physics of Fluids A, 5, 1, pp 158-172.
- Padet J.,** (1990) Fluides en écoulement - méthodes et modèles, Edition Masson.
- Pan Y., Banerjee S.,** (1995) A numerical study of free-surface turbulence in channel flow, Physics of Fluids, 7, 7, pp 1649-1664.
- Pedersen C., Deigaard R., Sutherland J.,** (1998) Measurements of the vertical correlation in turbulence under breaking waves, Coastal Engineering, 35, pp 231-249.
- Pérez J.P.,** (1996) Optique - fondements et applications, 5<sup>ème</sup> édition, Edition MASSON.
- Rashidi G., Banerjee S.,** (1988) Turbulence structure in free-surface channel flows, Physics of Fluids, 31, 9, pp 2491-2503.
- Rashidi M., Hetsroni G., Banerjee S.,** (1992) Wave-turbulence interaction in free-surface channel flows, Physics of fluids, 4, 12, pp 2727-2738.
- Réveillon J.,** (1998) Modélisation de la turbulence, Notes de Cours de DEA Energétique, Université de Rouen.

- Romano G.P.,** (1995) Analysis of two-point velocity measurements in near-wall flows, *Experiments in Fluids*, 20, pp 68-83.
- Rousset J.M.,** (2000) Sollicitations d'une digue Jarlan sous l'action de houles aléatoires - cas du port de Dieppe, Thèse de Doctorat, Université de Caen, 196 pages.
- Schiestel R.,** (1998) Les écoulements turbulents - Modélisation et simulation, 2<sup>ème</sup> édition, Editions Hermès.
- Séchet P.,** (1996) Contribution à l'étude des structures cohérentes en turbulence de paroi. De leur influence sur le transport des sédiments dans le cas du charriage, Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 203 pages.
- Sirivat A.,** (1989) Measurement and interpretation of space-time correlation functions and derivative statistics from a rotating hot wire in a grid turbulence, *Experiments in Fluids*, 7, pp 361-370.
- Sirivat A., Warhaft Z.,** (1983) The effect of a passive cross-stream temperature gradient on the evolution of the temperature variance and heat flux in grid turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 128, pp 323-346.
- Soulsby R.,** (1997) Dynamics of marine sands, Thomas Telford publications.
- Srikantaiah D.V., Coleman H.W.,** (1985) Turbulence spectra from individual realization Laser Velocimetry data, *Experiments in Fluids*, 3, pp 35-44.
- Tcheukam-Toko D.,** (1997) Etude de la couche limite générée par l'action de la houle et/ou du courant sur fond hydrauliquement lisse : application au transport sédimentaire, Thèse de Doctorat, Université du Havre, 206 pages.
- Tennekes H., Lumley J.L.,** (1997) A first course in turbulence, 16<sup>ème</sup> édition, Massachusetts Institute of Technology Press.
- Ting F.C.K., Kirby J.T.,** (1996) Dynamics of surf-zone turbulence in a spilling breaker, *Coastal Engineering*, 27, pp 131-160.
- Vasselin E.,** (1987) Acquisition et traitement de données pour vélocimétrie doppler à laser, Rapport de DEA, Université du Havre, 72 pages.
- Voulgaris G., Collins M.B.,** (2000) Sediment resuspension on beaches : response to breaking waves, *Marine Geology*, 167, pp 167-187.
- Wei T., Willmarth W.W.,** (1991) Examination of v-velocity fluctuations in a turbulent channel flow in the context of sediment transport, *Journal of fluid Mechanics*, 223, pp 241-252.
- Wolf J., Prandle D.,** (1999) Some observations of wave-current interaction, *Coastal engineering*, 37, pp 471-485.

**Yearling P.R., Gould R.D.,** (1993) A comparison of methods used to estimate turbulence scales, Individual Papers in Fluids Engineering, FED, 150, ASME, pp 67-72.

**Yeh H., Cummins H.Z.,** (1964) Localized fluid flow measurements with He-Ne Laser spectrometer, Applied Physics Letters, 4, 176.

# **ANNEXE 1**

## **RAPPELS SUR LA THÉORIE DE STOKES (1<sup>ER</sup> ET 2<sup>ND</sup> ORDRE)**

La description des mouvements ondulatoires complexes et irréguliers des mers à la surface du globe s'appuie sur différentes théories particulièrement adaptées pour représenter des oscillations régulières (monochromatiques) dans des conditions précises. Les mouvements réels sont représentés comme la superposition d'oscillations périodiques d'amplitudes et de périodes différentes (décomposition spectrale).

Pour formuler ces théories, on se base sur des hypothèses simplificatrices :

- ✓ Le fluide est parfait, homogène et pesant ;
- ✓ La propagation se fait du large vers la côte ;
- ✓ Il n'y a pas de déformation de la houle tant que la profondeur est grande. Si le rapport  $\frac{d}{L}$  diminue, la houle se déforme par réfraction, diffraction, réflexion ou déferlement ;
- ✓ On suppose que le problème est plan. Les axes de coordonnées sont choisis horizontal pour  $\vec{x}$  et vertical ascendant pour  $\vec{z}$ . L'origine se situe sur la surface libre au repos.

$\xi$  désigne la cote de la surface libre. La figure ci dessous est un schéma de principe sur lequel figurent les principales notations.

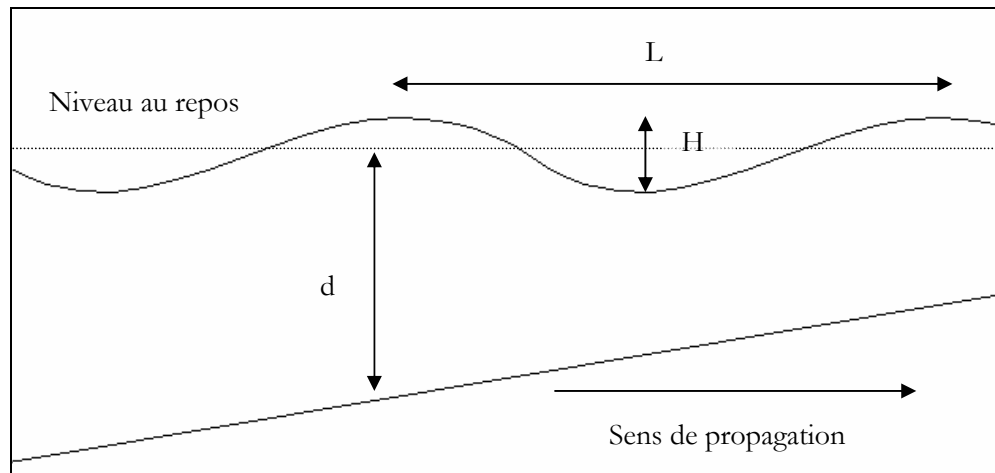


Schéma de principe et notations

Dans cette étude, on ne s'intéresse qu'à la théorie de Stokes. Elle est le plus souvent référencée dans les études de laboratoire. Son hypothèse de base est que le rotationnel de la vitesse est nul (A1.1).



Nous présentons les formules théoriques par lesquelles on obtient la position  $(x, z)$ , le champ de vitesse  $(U, V)$  et l'accélération  $(\Gamma_u, \Gamma_w)$  d'une particule de masse négligeable transportée par l'écoulement et se déplaçant au sein de la colonne fluide.

Dans un premier temps, les relations seront établies pour la théorie de Stokes au premier ordre (signal fondamental).

Nous introduirons ensuite le premier harmonique (rang 1) afin de modéliser la théorie de Stokes au second ordre. C'est celle-ci que nous avons employée pour comparer nos profils expérimentaux de surface libre et de vitesses à la théorie (chapitre 4).

Pour le détail des calculs et pour obtenir des informations sur les autres théories présentes dans la littérature, on pourra se rapporter au « Cours d'hydraulique maritime » de René Bonnefille.

### **THEORIE DE STOKES AU PREMIER ORDRE**

Pour cette théorie au premier ordre d'approximation, on considère que la surface libre, les composantes de la vitesse et de l'accélération sont des signaux monochromatiques.

$$\text{Hypothèse de base :} \quad \text{rot } \vec{u} = 0 \Rightarrow \begin{cases} u = \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{cases} \quad (\text{A1.1})$$

$$\text{Equation de continuité :} \quad \text{div } \vec{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A1.2})$$

(A1.1) et (A1.2) conduisent à justifier l'existence d'un potentiel des vitesses  $\phi$  tel que :

$$\Delta \phi = 0 \quad (\text{A1.3})$$

$\phi$  est une fonction harmonique périodique dans l'espace et le temps qui s'annule sur le fond dont la solution est :

$$\phi(x, z, t) = -\frac{gHT}{4\pi} \frac{\text{ch}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{ch}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \sin\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.4})$$

De cette expression (A1.4), en tenant compte de l'équation de Bernoulli pour une faible amplitude de mouvement  $\left(\frac{H}{L} \ll 1\right)$ , on obtient l'équation de dispersion (A1.5) et l'expression de la cote de la surface libre  $\zeta$  (A1.6) :

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \text{th}\left(2\pi \frac{d}{L}\right) \quad (\text{A1.5})$$

$$\zeta = \frac{H}{2} \cos\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.6})$$

Les composantes de la vitesses et de l'accélération sont alors données par les relations A1.7 à A1.10 :

Composantes du vecteur vitesse :

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\pi H}{T} \frac{\text{ch}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \cos\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.7})$$

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{\pi H}{T} \frac{\text{sh}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \sin\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.8})$$

Composantes du vecteur accélération :

$$\Gamma_u = \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{2\pi^2 H}{T^2} \frac{\text{ch}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \sin\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.9})$$

$$\Gamma_w = \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{2\pi^2 H}{T^2} \frac{\text{sh}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \cos\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.10})$$

**THEORIE DE STOKES AU SECOND ORDRE**

On reprend les mêmes hypothèses de base. Pour introduire les termes du second ordre, on change les expressions de la fonction harmonique  $\phi$  et de l'élévation de la surface libre  $\xi$  pour faire apparaître précisément des termes d'ordre 2 :

$$\phi = a\phi_1 + a^2\phi_2 \quad (\text{A1.11})$$

$$\xi = a\xi_1 + a^2\xi_2 \quad (\text{A1.12})$$

La détermination des fonctions  $\phi_2$  et  $\xi_2$  connaissant  $\phi_1$  et  $\xi_1$  (solutions au premier ordre) nous amène aux expressions de l'élévation de la surface libre (A1.13), les composantes de la vitesse (A1.14 et A1.15) et de l'accélération (A1.16 et A1.17) :

$$\xi = \frac{H}{2} \cos\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) + \frac{\pi H^2}{8L} \frac{\text{ch}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)}{\text{sh}^3\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \left[2 + \text{ch}\left(4\pi \frac{d}{L}\right)\right] \cos\left(4\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.13})$$

Composantes du vecteur vitesse :

$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\text{ch}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \cos\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) + \frac{3\pi^2 H^2}{4LT} \frac{\text{ch}\left(4\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}^4\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \cos\left(4\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.14})$$

$$w = -\frac{\pi H}{T} \frac{\text{sh}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \sin\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) - \frac{3\pi^2 H^2}{4LT} \frac{\text{sh}\left(4\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}^4\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \sin\left(4\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.15})$$

Composantes du vecteur accélération :

$$\Gamma_u = \frac{2\pi^2 H}{T^2} \frac{\text{ch}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \sin\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) + \frac{3\pi^3 H^2}{4T^2 L} \frac{\text{ch}\left(4\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}^4\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \sin\left(4\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.16})$$

$$\Gamma_w = -\frac{2\pi^2 H}{T^2} \frac{\text{sh}\left(2\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \cos\left(2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) - \frac{3\pi^3 H^2}{4T^2 L} \frac{\text{sh}\left(4\pi \frac{z+d}{L}\right)}{\text{sh}^4\left(2\pi \frac{d}{L}\right)} \cos\left(4\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x}{L}\right)\right) \quad (\text{A1.17})$$

# **ANNEXE 2**

## **VISUALISATIONS DES ÉCOULEMENTS**

Au cours de nos essais, nous avons réalisé quelques visualisations des écoulements à l'aide d'un dispositif expérimental particulier présenté dans le chapitre 2. Toutes les configurations d'écoulement ont fait l'objet d'un enregistrement vidéo. Une carte vidéo ASUS AGP-V3800 SGRAM V2.08 nous a permis de d'analyser le film sur PC. Des images en ont été extraites afin de compléter notre analyse.

Cette annexe présente une partie des photographies obtenues à partir de cette analyse vidéo. Le but est aussi de présenter les résultats fournis par cet autre moyen d'observation concernant les caractéristiques et les propriétés des écoulements étudiés. Grâce à cette technique, nous avons mis en évidence des phénomènes particuliers comme les bouffées turbulentes.

Pour l'ensemble des images présentées, l'écoulement se propage de la droite vers la gauche. La grille se situe à l'extrême droite. Elle donne une idée de l'échelle spatiale ( $M=0,033$  m).

Tout d'abord, quatre photos de l'écoulement permanent sont présentées (figures A2.1 à A2.4). Elles montrent précisément les jets produits par le passage du fluide à travers la grille.

La figure A2.5 illustre le phénomène de bouffées turbulentes se produisant sur le fond et dont nous avons évoqué l'existence au premier chapitre.

Les huit dernières photos (figures A2.6 à A2.13) sont consacrées à l'écoulement de houle et courant associés. Chaque paire de photos représente une phase particulière de l'écoulement houle + courant (crête, front descendant, creux et front montant).

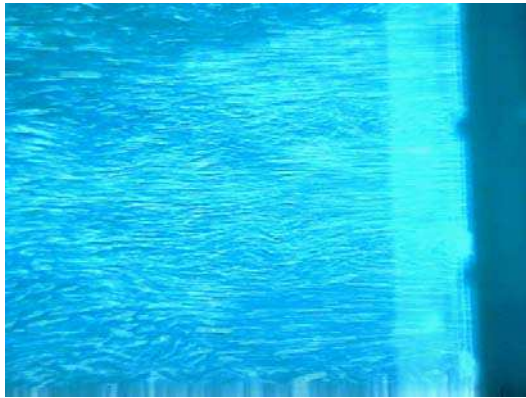


Figure A2.1. : Développement du jet produit  
par le passage du fluide à travers la grille  
(courant continu)

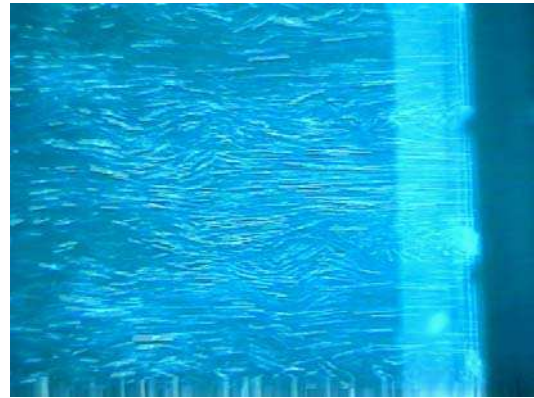


Figure A2.2. : Développement du jet produit  
par le passage du fluide à travers la grille  
(courant continu)

Les figures A2.1 et A2.2 illustrent la formation des jets produits par le passage du fluide au travers de la grille. Elles montrent non seulement des zones où les lignes de champ sont resserrées et horizontales (fortes vitesses) mais aussi le développement de sillages à l'aval des barreaux. Les deux figures A2.3 et A2.4 sont analogues aux précédentes mais un ensemencement moins dense nous aide à mieux visualiser la formation des sillages derrière les barreaux.



Figure A2.3. : Zoom sur l'écoulement à  
proximité de la grille



Figure A2.4. : Zoom sur l'écoulement à  
proximité de la grille

Les figures A2.3 à A2.4 montrent le développement de zones tourbillonnaires à l'aval des barreaux horizontaux. Dans cette zone, les vitesses verticales ne sont plus négligeables.

De même, elles rendent compte que des vitesses horizontales négatives peuvent être mesurées à proximité de la grille. C'est dans cette région que l'intensité de turbulence est la plus élevée, particulièrement à proximité des barreaux.

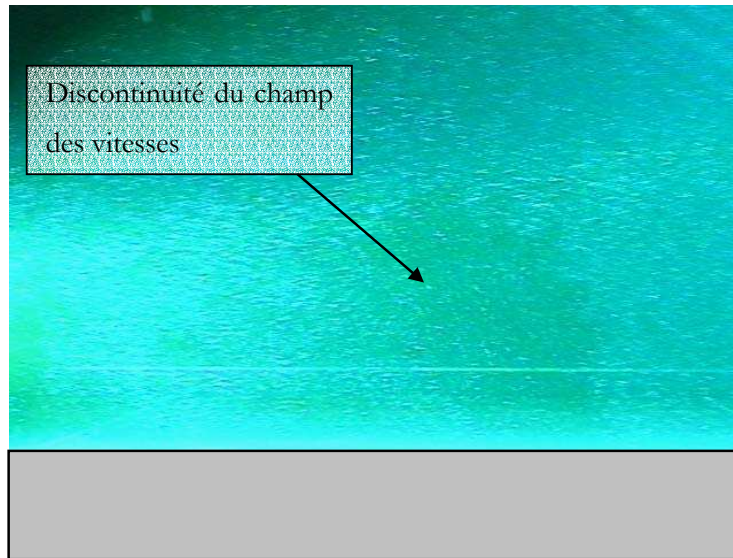


Figure A2.5. : Phénomènes d'éjection sur le fond

Le phénomène de bouffée turbulente est illustré par la figure A2.5.

Au dessus du fond, le champ des vitesses présente des discontinuités qui prennent naissance sur le fond et se développent vers le haut en formant des « champignons ». Ils ont des échelles spatiales et temporelles variables et sont complètement aléatoires.

Leur formation se répète continuellement dans le temps dans des régions de l'écoulement qui ne sont pas toujours les mêmes. Ce phénomène peut être à l'origine de la remise en suspension de particules situées dans la sous couche de régénérescence (chapitre 1).

Les vidéos réalisées nous ont également permis de nous rendre compte de l'action de la surface libre sur le développement des structures énergétiques.

Une étude plus développée basée sur des mesures type Vélocimétrie Laser ou Vélocimétrie par Imagerie de Particules pourrait être très utile pour tenter de lier la fréquence et l'amplitude de ces éjections à la vitesse de l'écoulement et/ou à la profondeur.



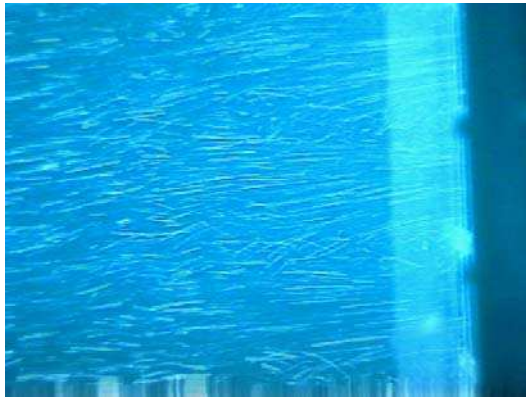


Figure A2.6. : Passage de la crête de la surface libre (écoulement houle + courant)

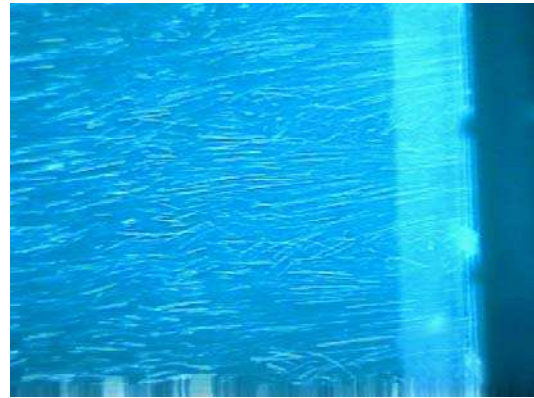


Figure A2.7. : Passage de la crête de la surface libre (écoulement houle + courant)

Les figures A2.6 et A2.7 correspondent au passage de la crête de la surface libre dans le cas houle + courant. Il y a une analogie du champ des vitesses avec celui observé pour le courant continu puisqu'à cette phase particulière, la composante verticale de la vitesse est théoriquement nulle. On retrouve donc la formation de jets à l'aval de la grille entre deux barreaux et la présence de sillages à proximité de ceux-ci.

De même, lors du passage du front descendant de la vague (figure A2.7 et A2.9), une zone d'intensité tourbillonnaire importante se forme dès le passage de la grille. La structure de l'écoulement diffère alors de celle observée pour un courant seul. L'organisation de l'écoulement est dans ce cas bien plus complexe à cause des interactions non linéaires qui interviennent.

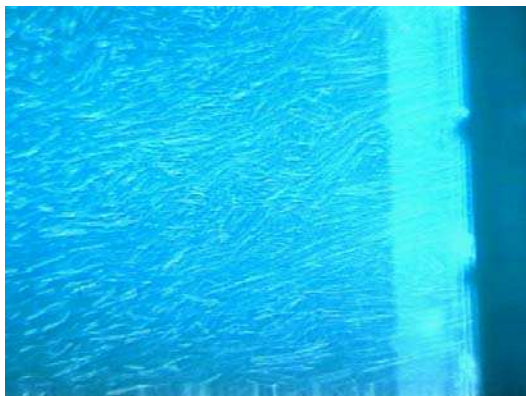


Figure A2.8 : Front descendant de la surface libre (écoulement houle + courant)

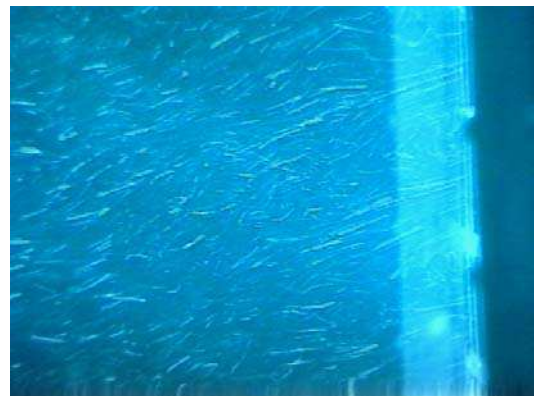


Figure A2.9. : Front descendant de la surface libre (écoulement houle + courant)

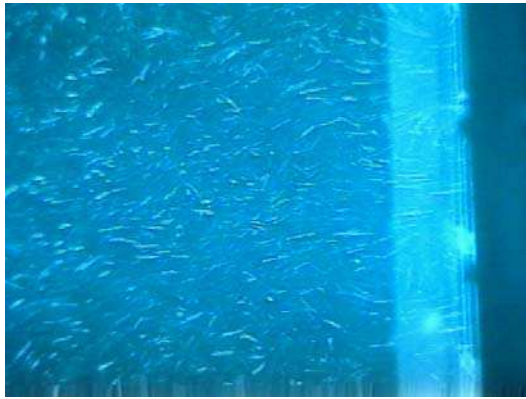


Figure A2.10. : Passage du creux de la surface libre (écoulement houle + courant)

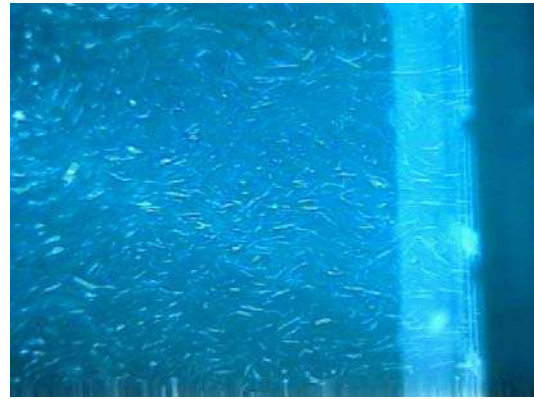


Figure A2.11. : Passage du creux de la surface libre (écoulement houle + courant)

Le passage du creux de la vague est caractérisé par d'importantes différences par rapport au passage de la crête (figures A2.10 et A2.11). Pourtant, dans ce cas aussi, la composante verticale de la vitesse est théoriquement nulle. Le champ à l'aval de la grille est nettement plus perturbé. La vitesse horizontale est moins importante mais l'intensité de turbulence est élevée. On ne distingue plus les jets à l'aval de la grille mais une organisation plus chaotique de l'écoulement.

Enfin, les figures A2.12 et A2.13 coïncident avec le passage du front montant de la vague. Les vitesses augmentent à nouveau pour revenir au cas de figure présenté auparavant (passage de la crête de la surface libre). C'est dans cette phase particulière de l'écoulement que le module de l'accélération est le plus intense.

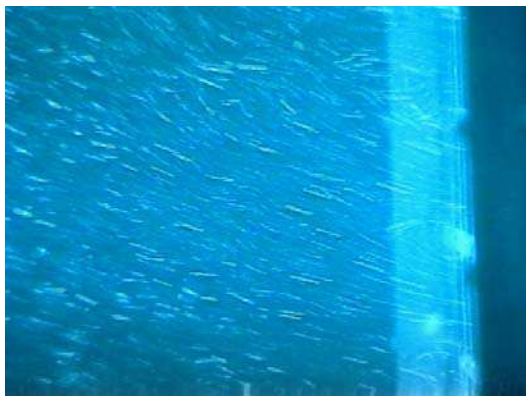


Figure A2.12. : Front montant de la surface libre (écoulement houle + courant)

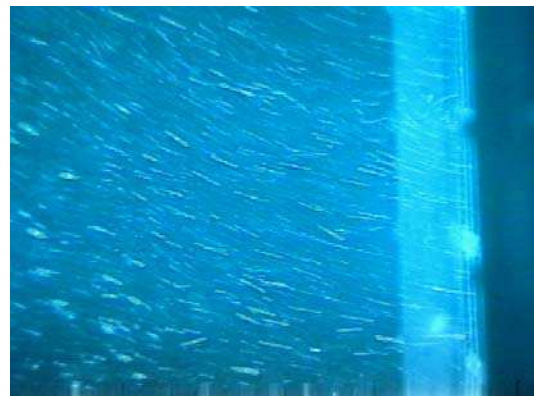


Figure A2.13. : Front montant de la surface libre (écoulement houle + courant)